



JCOM 2019  
ENIB & Lab-STICC  
Brest  
7 juin 2019



## **Sources cohérentes bas bruit à base de lasers Brillouin multi-Stokes : modélisation et expérience**

Ananthu Sebastian, Irina Balakireva, Amith Karuvath, Schadrac Fresnel, Stéphane Trebaol, Pascal Besnard  
*Univ Rennes, CNRS, Institut Foton-UMR 6082, ENSSAT, Lannion, France*

Les lasers Brillouin multi-Stokes peuvent constituer des sources cohérentes bas bruit, très attractives pour des applications dans de nombreux domaines dont l'optique-micro-ondes et les communications cohérentes. Nous montrons l'intérêt de travailler sur deux ordres de Stokes. Cela peut amener à la fois à des réductions (d'un facteur de 40 dB) du bruit de fréquence et du bruit relatif d'intensité par rapport aux bruits de la pompe. Nous présentons un modèle théorique en très bon accord avec les mesures expérimentales bruit de ces sources très cohérentes.

## Sources cohérentes bas bruit à base de lasers Brillouin multi-Stokes : modélisation et expérience

Ananthu Sebastian, Irina Balakireva, Amith Karuvath, Schadrac Fresnel, Stéphane Trebaol, Pascal Besnard  
*Univ Rennes, CNRS, Institut Foton-UMR 6082, ENSSAT, Lannion, France*

Un laser Brillouin repose sur l'amplification de l'onde signal Brillouin générée par un signal de pompe à l'intérieur d'une cavité. L'onde ainsi générée et appelée onde Stokes d'ordre 1 est plus cohérente que l'onde pompe [1,2]. Cette source laser Brillouin est donc potentiellement cohérente et très peu bruitée [3] même si le bruit d'intensité peut se trouver plus important [4]. Grâce à ces caractéristiques, il devient essentiel à plusieurs applications dans les domaines des télécommunications optiques cohérentes, des capteurs, de la métrologie ainsi que de la photonique micro-onde [5,6]. L'onde Stokes, 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 [7]. Si des réductions de bruit d'intensité ont été également reportés pour des lasers Brillouin dans la littérature, nous avons pu démontrer que la réduction du bruit d'intensité nécessitait plusieurs ordres de Stokes et qu'elle était liée au verrouillage du paramètre de pompe [8]. Ainsi pour l'onde Stokes d'ordre 1  $S_1$ , lorsque la puissance pompe est portée à 4 fois la puissance seuil laser de cette même onde  $S_1$ ,  $P_{th\ S_1}$ , cela correspond au seuil laser de l'onde Stokes d'ordre 2, alimentée par le Stokes d'ordre 1 qui lui sert de pompe comme l'illustre la figure 1 ...

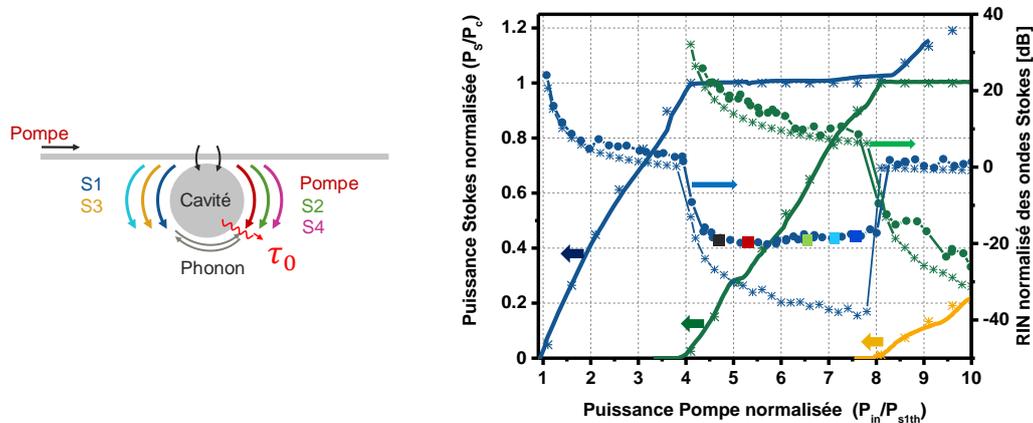


Figure 1. À gauche : Principe de base d'un laser Brillouin multi-Stokes ; à droite : puissance optique des trois premiers ordres de Stokes en fonction de la puissance incidente. Les courbes continues sont les caractéristiques expérimentales ; les points étoiles sont liés à un calcul analytique (caractéristique ou RIN) tandis que les points disques sont des mesures expérimentales de RIN. Les désaccords suivant ont permis de retrouver les valeurs expérimentales : le carré noir correspond à un désaccord  $\Delta v$  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.

Le modèle théorique que nous avons utilisé [8] est une extension du modèle développé dans [9]. Une première équation décrit l'amplitude du champ pompe noté  $A_0$ , de fréquence  $\omega_0$  :

$$\frac{\partial A_0}{\partial t} = -\frac{1}{\tau} A_0 - iq_0 \omega_0 A_1 \rho_1 + \sqrt{\frac{2}{\tau_e}} S e^{i\sigma_0 t} . \quad (1)$$

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

S correspond à l'amplitude de la pompe incidente avant le coupleur  $\left( S = \sqrt{\frac{P_0}{\varepsilon_0 V_{cav}}} \right)$ , reliée à la puissance pompe  $P_0$  en Watt et au volume de cavité.  $q_0$  est relié à des paramètres matériaux.  $\sigma_0$  correspond pour une valeur nulle à un pompage résonant.  $\rho_0$  et  $\Omega_0$  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) :

$$\frac{\partial A_\eta}{\partial t} = -\frac{1}{\tau} A_\eta - iq_0 \omega_\eta \left[ A_{\eta-1} \rho_\eta^* + \delta_{\eta \neq N} A_{\eta+1} \rho_{\eta+1} \right]. \quad (2)$$

Ces ondes sont couplées aux ondes acoustiques respectives d'amplitude  $\rho_\eta$  et de fréquence  $\Omega_\eta$  :

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

$\rho_\eta$  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.

Il permet de reproduire les fortes réductions de bruit d'intensité et leur sensibilité au désaccord de la résonance Stokes (comme cela est montrée sur la figure 1) et aussi les fortes réductions de bruit de fréquence de ces cavités résonantes en anneau.

Nous montrons en particulier 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.

#### 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 - At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 62, no. 2, pp. 1–4, 2000.
- [3] J. Geng et al., "Highly stable low-noise Brillouin fiber laser with ultranarrow spectral linewidth," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 18, no. 17, pp. 1813–1815, 2006.
- [4] L. Stepien, S. Randoux, and J. Zemmouri, "Intensity Noise in Brillouin fiber ring lasers," *J. Opt. Soc. Am. B-Optical Phys.*, vol. 19, pp. 1055–1066, 2002.
- [5] 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.
- [6] J. Li, H. Lee, and K. J. Vahala, "Microwave synthesizer using an on-chip Brillouin oscillator," *Nat. communications* vol. 4, p. 2097, 2013.
- [7] 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.
- [8] 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.
- [9] 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.