



HAL
open science

Dimensionnement du seuil de déclenchement des instabilités de modulation dans un méso-résonateur Fabry-Pérot fibré

Germain Bourcier, Safia Mohand Ousaid, Stephane Balac, Julien Lumeau, Antonin Moreau, Thomas Bunel, Matteo Conforti, Arnaud Mussot, Olivier Llopis, Arnaud Fernandez

► To cite this version:

Germain Bourcier, Safia Mohand Ousaid, Stephane Balac, Julien Lumeau, Antonin Moreau, et al.. Dimensionnement du seuil de déclenchement des instabilités de modulation dans un méso-résonateur Fabry-Pérot fibré. Journées Nationales de l'Optique Guidée - JNOG 2023, Jul 2023, Lyon, France. hal-04193296

HAL Id: hal-04193296

<https://laas.hal.science/hal-04193296>

Submitted on 1 Sep 2023

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.

Dimensionnement du seuil de déclenchement des instabilités de modulation dans un méso-résonateur Fabry-Pérot fibré

Germain BOURCIER¹, Safia MOHAND OUSAID¹, Stéphane BALAC², Julien LUMEAU³,
Antonin MOREAU³, Thomas BUNEL⁴, Matteo CONFORTI⁴, Arnaud MUSSOT⁴,
Olivier LLOPIS¹, Arnaud FERNANDEZ¹

¹LAAS-CNRS, Université de Toulouse, CNRS, UPS, Toulouse, France

²IRMAR, Université de Rennes, CNRS, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes, France

³Université Aix Marseille, CNRS, Centrale Marseille, Institut Fresnel, Marseille, France

⁴Université de Lille, CNRS, UMR-8523-PhLAM Physique des Lasers Atomes et Molécules, F-59000, Lille, France

germain.bourcier@laas.fr

RESUME

Nous proposons une analyse théorique et numérique de l'équation de Lugiato-Lefever qui étudie l'impact de l'aire effective du mode optique et des pertes par diffraction aux miroirs sur la puissance seuil de déclenchement des instabilités de modulation dans des résonateurs Fabry-Pérot fibrés de forte finesse (>1000). Nous poursuivons par l'étude de l'effet de la dispersion chromatique sur la localisation spectrale des instabilités de modulation.

MOTS-CLEFS : *peignes de fréquences optique ; cavité Fabry-Pérot ; optique non-linéaire ; instabilités de modulation*

1. LE MESO-RESONATEUR FABRY-PEROT

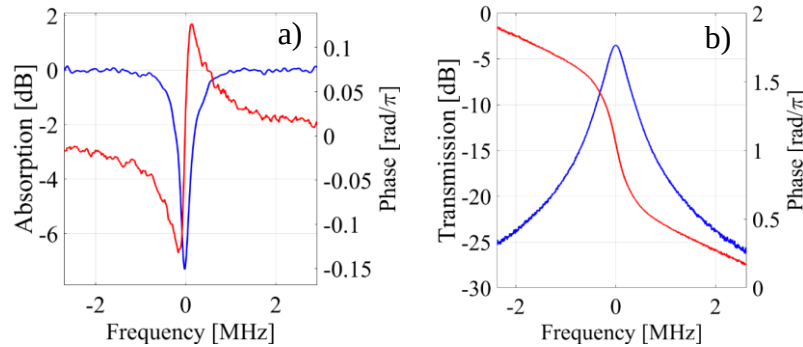


Figure 1- Mesure au VNA (résolution d'1 kHz) du module et de la phase de la fonction de transfert complexe en réflexion (a) et en transmission (b) d'un résonateur FP fibré. La largeur à mi-hauteur de la résonance est de 420 kHz. Le profil de l'argument en réflexion compris dans l'intervalle $[-\pi/2, +\pi/2]$ traduit le régime de sous-couplage caractéristique d'une cavité FP symétrique.

Dans le domaine de la génération de peignes de fréquences Kerr, les méso-résonateurs Fabry-Pérot (FP) fibrés délimités par des miroirs diélectriques multi-couches de quelques μm d'épaisseur figurent comme une alternative intéressante aux résonateurs cristallins à modes de galeries (WGM) de facteur $Q \sim 10^9$ et de finesse $\mathcal{F} < 80000$ [1] et aux résonateurs optiques intégrés en Si_3N_4 de forte non-linéarité ($n_2 = 25 \cdot 10^{16} \text{ cm}^2/\text{W}$) et de facteur $Q \leq 10^8$ [2] Au-delà de leur facilité de conception et de manipulation [3], ils garantissent un couplage durable et reproductible. Comme le montre la Fig. 1, le résonateur FP fibré que nous avons conçu atteint une finesse de 3400 soit un facteur Q de $4,6 \cdot 10^8$ pour

un méso-résonateur de $L = 7$ cm de long (ISL=1,4 GHz). De telles performances ouvrent de bonnes perspectives quant à l'utilisation de ces FP fibrés comme source de peigne de fréquences Kerr compacte dans des systèmes optiques tout-fibrés.

2. DIMENSIONNEMENT DE L'AIRE EFFECTIVE

Le point de départ de l'étude du comportement non-linéaire des méso-résonateurs FP fibrés est une équation de Lugiato-Lefever (LL) obtenue par Cole et al. [4] de la forme :

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = -(1 + i\alpha)\psi + i|\psi|^2\psi - i\frac{\beta}{2}\frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} + 2i\psi\langle |\psi|^2 \rangle + F \quad (1)$$

où τ est un temps normalisé et où la variable d'espace θ est reliée à la position z dans la cavité par la relation $\theta = \pi z/L$. Le terme entre crochets fait référence à la moyenne de la quantité entre crochets sur la longueur de la cavité. Cette équation aux dérivées partielles d'inconnue $\psi(\tau, \theta)$ est déduite des deux équations couplées des champs électriques contra-propagatifs via des décompositions en séries de Fourier en espace. Cette équation est résolue numériquement en utilisant la méthode de Split-Step symétrique. Cette approche numérique est ici particulièrement bien adaptée dans la mesure où les problèmes linéaires et non-linéaires intervenant dans la Split-Step peuvent être résolus analytiquement. Les paramètres α, β et F définissent respectivement le désaccord pompe-cavité, le paramètre normalisé de dispersion chromatique et la puissance normalisée injectée dans la cavité.

Afin de chercher à réduire au mieux la puissance de déclenchement des instabilités de modulation (IM), nous avons mené une étude perturbatrice par linéarisation de l'équation LL autour de l'état stationnaire et homogène. Ceci nous a permis de formuler par l'équation (2) la puissance seuil intra-cavité ($P_{th,IC}$) du gain paramétrique d'IM en fonction des propriétés physiques du résonateur soit : les pertes linéiques α_0 par propagation dans le FP de longueur L , l'indice non-linéaire n_2 , la dispersion chromatique β_2 du guide fibré et les pertes par diffractions d_r lors de la réflexion du mode optique intra-cavité d'aire effective A_{eff} sur chaque miroir de transmission théorique identique notée T . Notons que d_r évolue de manière monotone et croissante selon A_{eff} (fig. 2.b)

$$P_{th,IC} = \frac{\lambda A_{eff}}{4\pi L n_2} (T + \alpha_0 L - \ln(d_r)) \quad (2)$$

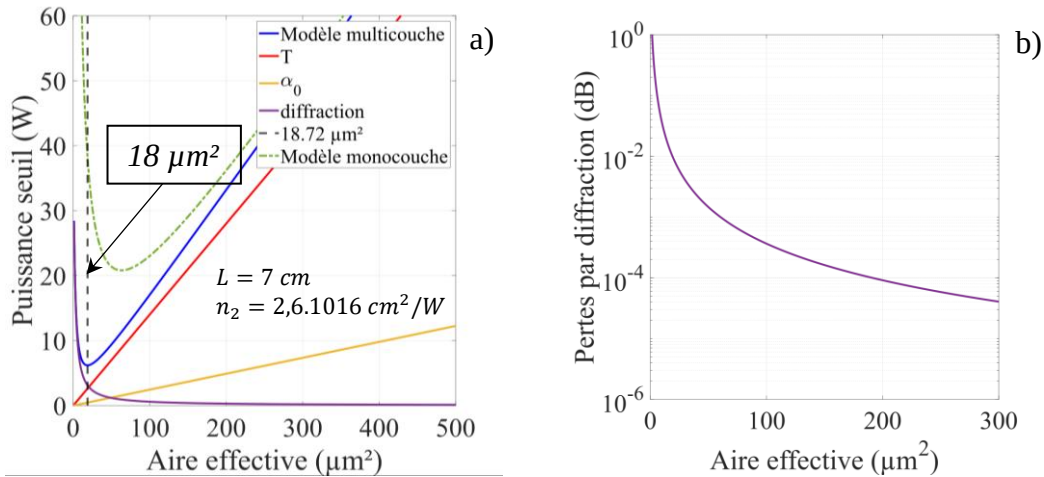


Figure 2- (a) Tracé de l'évolution de $P_{th,IC}$ en fonction de A_{eff} pour un modèle de miroir multicouche (bleu) et pour un modèle monocouche (vert). Illustration de l'impact des paramètres de l'éq. (2) pris séparément : T (rouge), α_0 (jaune) et d_r (violet). (b) Tracé des pertes par diffraction.

Expérimentalement, des finesses de 800 à 3400 ont été obtenues pour des fibres SM standard, et multimodes. L'effet de diffraction observé au niveau des miroirs accentue les pertes intra-cavité. Celles-ci sont d'autant plus importantes que l'aire effective du mode est faible. Les fibres SM sont donc les plus sujettes à ce type de pertes limitant la finesse du FP autour de 800. A contrario, les fibres

multimodes à grande aire effective seront moins soumises à la diffraction [5]. Elles nous ont permis d'atteindre la finesse optimale de 3400 pour une transmission équivalente de 6 dB. La Fig. 2.a illustre l'équation (2) et confirme nos observations. Elle indique qu'en dessous de A_{eff} optimale ($18 \mu\text{m}^2$) l'effet de diffraction prédomine. La diffraction sur le miroir multicouche ne doit donc pas être négligée au vu de son impact sur la qualité du résonateur.

3. DIMENSIONNEMENT DE LA DISPERSION

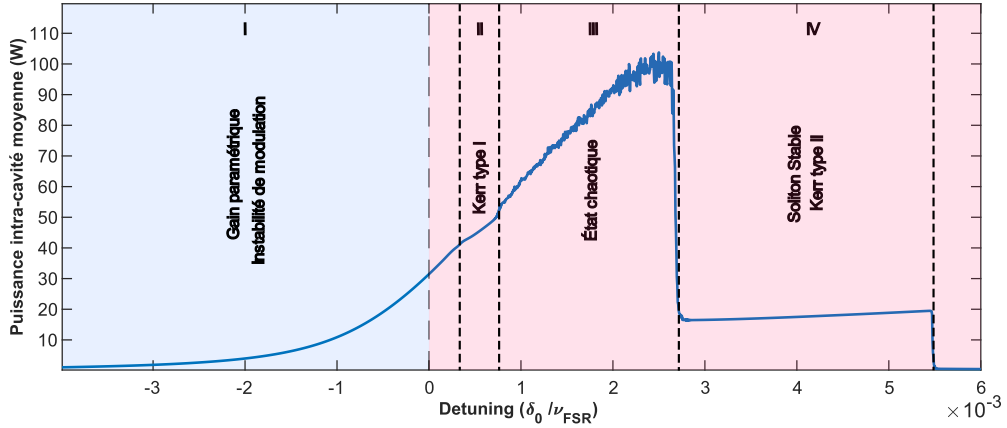


Figure 3- Évolution de la puissance intra-cavité en fonction du désaccord du laser pompe par rapport à la résonance de la cavité froide. Le désaccord est réalisé des hautes fréquences (zone bleue) vers les basses fréquences (zone rouge). Les types de générations Kerr sont séparées par des lignes pointillées.

Les simulations réalisées à partir de l'équation LL viennent confirmer l'approche analytique relative aux IM et permettent d'étendre l'étude par l'ajout du désaccord α . Cette approche numérique démontre la possibilité de favoriser l'effet de mélange à quatre ondes et d'accéder à différents niveaux de génération de peignes Kerr comme le montre la Fig. 3. Le désaccord est réalisé des hautes vers les basses fréquences et permet de passer successivement par les stades d'IM (I), de peignes chaotiques (III) puis de peignes Kerr stables (IV) associés aux solitons de cavités.

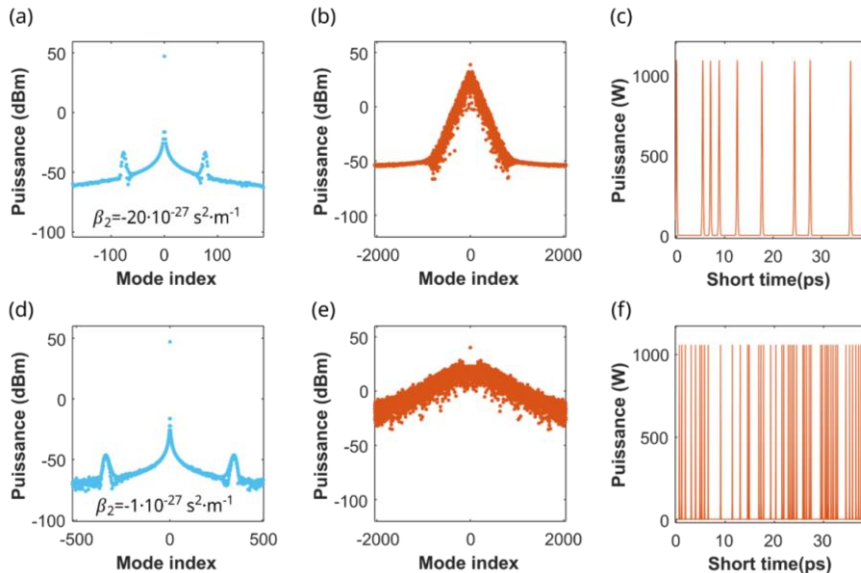


Figure 4- Étude de l'effet de la dispersion sur les instabilités de modulation (IM) et les solitons stables. (a), (b) et (c) sont respectivement le spectre dans la région d'IM, le spectre dans la région du soliton stable et le signal temporel dans la région du soliton stable pour une dispersion de $-20 \cdot \text{ps}^2 \text{km}^{-1}$. (d), (e) et (f) correspondent à une dispersion de $-1 \text{ps}^2 \text{km}^{-1}$.

La Fig. 4 illustre l'impact de la dispersion sur les peignes Kerr stables. La localisation fréquentielle des lobes de modulation est de 77 (a) et 344 (d) intervalles spectraux libres (ISL) pour une dispersion respective de $-20 \text{ ps}^2 \text{ km}^{-1}$ et $-1 \text{ ps}^2 \text{ km}^{-1}$ à la longueur d'onde pompe. Un rapprochement de la dispersion nulle augmente donc cette fréquence en $1/\sqrt{-\beta_2}$. L'augmentation de la fréquence du gain d'IM augmente directement la largeur du peigne de fréquences stable ((b) et (e)) ainsi que la probabilité d'apparition d'un soliton ((c) et (f)) puisque le nombre de solitons est plus important avec une dispersion chromatique plus proche du zéro de dispersion. Les conditions de réalisation des résonateurs permettent alors, de par le choix judicieux du β_2 , d'obtenir un peigne de fréquences très large bande ou encore d'atteindre plus facilement le soliton unique à l'intérieur de la cavité.

CONCLUSION

L'importance du dimensionnement du seuil de déclenchement des instabilités de modulation a été démontré. Ces étapes analytique et numérique permettent d'orienter la fabrication du méso-résonateur FP fibré, notamment dans le choix de la fibre optique. De cette façon nous augmentons le gain de puissance de la cavité en limitant la diffraction aux miroirs par le choix de l'aire effective optimale et sommes capable de définir spectralement la localisation des lobes d'IM grâce à la dispersion. Ces étapes importantes sont préliminaires à la synthèse de peignes Kerr de fréquences.

Remerciements : ce travail a reçu le soutien de l'Agence Innovation Défense et du CNES.

REFERENCES

-
- ¹ T. Herr *et al.*, "Temporal solitons in optical microresonators," *Nature Photon*, vol. 8, no. 2, pp. 145–152, Feb. 014.
 - ² X. Ji, S. Roberts, M. Corato-Zanarella, and M. Lipson, "Methods to achieve ultra-high quality factor silicon nitride resonators," *APL Photonics*, vol. 6, no. 7, p. 071101, Jul. 2021.
 - ³ E. Obrzud, S. Lecomte, and T. Herr, "Temporal solitons in microresonators driven by optical pulses," *Nature Photon*, vol. 11, no. 9, pp. 600–607, Sep. 2017.
 - ⁴ D.C. Cole, A. Gatti, S.B. Papp, F. Prati, and L. Lugiato. « Theory of Kerr Frequency Combs in Fabry-Perot Resonators ». *Physical Review A* 98, n° 1 (18 juillet 2018): 013831.
 - ⁵ M. Nie, K. Jia, Y. Xie, S. Zhu, Z. Xie, and S.-W. Huang. « Synthesized Spatiotemporal Mode-Locking and Photonic Flywheel in Multimode Mesoresonators ». *Nature Communications* 13, n° 1 (27 octobre 2022): 6395. <https://doi.org/10.1038/s41467-022-34103-0>