

# Asymétrie spectrale due à des effets de dispersion d'ordre trois dans des systèmes optiques hamiltonien et dissipatif

Stéphane Randoux<sup>1</sup>, Nicolas Dalloz<sup>1</sup>, Claire Michel<sup>2</sup>, Antonio Picozzi<sup>2</sup> & Pierre Suret<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire PHLAM - UMR 8523 - Université Lille 1 - 59655 Villeneuve d'Ascq

<sup>2</sup> Institut Carnot de Bourgogne - UMR 5209 CNRS - Université de Bourgogne, Dijon

pierre.suret@univ-lille1.fr

Les lasers Raman à fibre sont des sources délivrant un rayonnement partiellement cohérent (non monochromatique) fortement multimode. Le processus de formation de leur spectre optique résulte de l'interaction non linéaire (essentiellement due à l'effet Kerr) entre typiquement  $10^5$  à  $10^8$  modes. La physique fortement multimode de ce laser est aujourd'hui fréquemment modélisée à partir d'une équation de type Ginzburg-Landau et un traitement statistique, basé sur la théorie cinétique des ondes, a été récemment appliqué à ce modèle dans le but de décrire la formation du spectre d'un laser Raman oscillant dans une cavité de finesse élevée [1].

Dans la démarche de modélisation habituellement employée, on suppose les effets de dispersion (linéaires) vus par les différents modes ne trouvent leur origine que dans la propagation de la lumière dans la fibre optique [1]. A partir de résultats expérimentaux montrant que le spectre optique du laser Raman à fibre est asymétrique au voisinage du seuil, nous montrons que la dispersion des miroirs (réseaux de Bragg) utilisés pour fermer la cavité joue un rôle essentiel dans l'interaction entre les modes du laser [2].

Nous décrivons les phénomènes observés à partir d'une équation de type Ginzburg-Landau incluant, en plus des termes habituels, un terme de dispersion d'ordre trois  $\beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3}$  responsable de l'asymétrie observée expérimentalement :

$$\frac{\partial A(T, t)}{\partial T} = -A + (1 - i\beta_2) \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + i|A|^2 A + \bar{P}A. \quad (1)$$

Le terme  $\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2}$  représente les effets dispersion d'ordre 2 de la cavité laser et  $\bar{P}(I)$  est un terme de gain saturé par la variable globale  $I = \int |A(t, T)|^2 dt$ .

Nous montrons par ailleurs que les effets de dispersion d'ordre trois peuvent également induire une asymétrie du spectre optique dans des systèmes optiques non dissipatifs (i. e. en annulant les termes de perte, de gain et de diffusion dans l'Eq. (1)) [3]. Dans ce cas, on examine alors la propagation non linéaire d'un rayonnement partiellement cohérent fortement multimode au voisinage du zéro de dispersion d'une fibre optique. L'utilisation de la théorie cinétique des ondes révèle que l'asymétrie du spectre trouve son origine dans un phénomène de thermalisation anormale récemment mis en évidence dans certains systèmes d'ondes hamiltonien [4].

Nos résultats expérimentaux et théoriques sont qualitativement comparables. Nous présentons en outre une comparaison détaillée entre le phénomène de thermalisation (système hamiltonien) et la formation du spectre des lasers Raman (système dissipatif).

## Références

1. S. A. Babin, D. V. Churkin, A. E. Ismagulov, S. I. Kablukov, and E. V. Podivilov, "Four-wave-mixing-induced turbulent spectral broadening in a long Raman fiber laser," *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 1729 (2007).
2. N. Dalloz, S. Randoux, and P. Suret, "Influence of dispersion of fiber Bragg grating mirrors on formation of optical power spectrum in Raman fiber lasers," *Optics Letters*, **35**, 2505 (2010)
3. C. Michel, P. Suret, S. Randoux, H. R. Jauslin, and A. Picozzi, "Influence of third-order dispersion on the propagation of incoherent light in optical fibers," *Optics Letters*, **35**, 2367 (2010)
4. P. Suret, S. Randoux, H. R. Jauslin, and A. Picozzi, "Anomalous Thermalization of Nonlinear Wave Systems," *Phys. Rev. Lett.* **104**, 054101 (2010).