

BRISURE DE SYMETRIE DU PROCESSUS D'INSTABILITE MODULATIONNELLE DU A LA PENTE DE LA DISPERSION DANS LES FIBRES OPTIQUES

Maxime Droques¹, Benoit Barviaux¹, Alexandre Kudlinski¹, Majid Taki¹, Anne Boucon^{2,3}, Thibaut Sylvestre², et Arnaud Mussot¹

¹ Université des Sciences et Technologies de Lille, IRCICA, FR CNRS 3024, Laboratoire PhLAM, UMR CNRS 8523, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex France

² Institut FEMTO-ST, Université de Franche-Comté, CNRS UMR 6174, F-25030 Besançon, France

³ Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR 5209 CNRS-Université de Bourgogne, 9 Av. A. Savary, BP 47870F-21078 DIJON Cedex, FRANCE
mussot@phlam.univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

L'impact de la pente de la dispersion sur le processus d'instabilité modulationnelle est étudié en détail grâce à des simulations numériques et les résultats sont confrontés à une étude expérimentale. Nous démontrons que cet ordre de dispersion supérieur, via la génération d'ondes dispersives, induit une brisure de la symétrie du spectre d'instabilité modulationnelle en puissance et en fréquence dont l'allure est complètement inattendue.

MOTS-CLEFS : *solitons, ondes dispersives, instabilité modulationnelle, ondes scélérates*

1. INTRODUCTION

Cette étude s'inscrit dans la thématique actuelle de génération d'ondes scélérates optiques. Une meilleure compréhension de leur apparition et de leur dynamique complexe impose de revisiter les effets non-linéaires de base, supposés bien connus. Il a été ainsi récemment démontré qu'un train d'impulsions particulières, les *Akmediev breathers*, succédaient au processus d'instabilité modulationnelle (MI), alors qu'il était communément admis que ces impulsions étaient solitoniques [1]. Pour comprendre le mécanisme complexe de formation des ondes scélérates il est primordial de bien comprendre les mécanismes de base où elles trouvent leur origine. Récemment, deux études différentes ont permis d'identifier les ingrédients de base conduisant à la formation d'ondes scélérates : le processus d'IM et la pente de la dispersion [2,3]. Bien qu'il a été démontré dans la référence [4] que ce paramètre de dispersion joue un rôle dans la génération d'ondes dispersives, à notre connaissance, aucune étude détaillée n'a permis de quantifier la relation entre ces ondes dispersives et le processus d'IM. C'est pourquoi nous proposons dans cette étude de revisiter numériquement et expérimentalement l'impact de la pente de la dispersion sur le processus d'instabilité modulationnelle.

2. RESULTATS NUMERIQUES ET EXPERIMENTAUX

Nous avons intégré numériquement l'équation de Schrödinger non linéaire en nous plaçant dans le cas où l'effet de la diffusion Raman stimulée est négligeable et où seule la pente de la dispersion joue un rôle significatif [4]. Afin d'étudier l'impact celle-ci sur le processus d'IM nous avons fixé sa valeur et fait varier la valeur de la dispersion de la vitesse de groupe (β_2). Les paramètres utilisés sont listés dans la légende de la figure 1. La figure 1-(a) représente l'évolution des spectres de sortie en fonction de β_2 et les figures 1-(b-g) correspondent à des exemples particuliers qui seront commentés plus loin. Pour de grandes valeurs de $|\beta_2|$ [Fig. 1-(g)], le spectre d'IM est relativement étroit, quasiment symétrique en amplitude et en fréquence et on n'observe quasiment pas d'onde dispersive (DW). On se trouve dans le cas bien connu où la pente de la dispersion n'affecte pas le processus d'IM car les lobes de MI sont si proches que la dispersion subie par chacun d'eux est quasiment la même. Au fur et à mesure que $|\beta_2|$ diminue, les lobes d'IM s'écartent de la pompe et on voit apparaître une onde dispersive qui se rapproche de la fréquence de pompe [Fig. 1-(c-f)]. C'est dans cette zone que l'impact de la pente de la dispersion est le plus marqué, où l'on observe une importante asymétrie entre

les lobes de MI [Fig. 1-(e)], voir même une quasi-disparition du lobe anti-Stokes sur la Fig. 1-(c). Dans le cas extrême où l'onde dispersive est générée sur le lobe d'IM anti-Stokes, l'asymétrie est inversée et c'est cette fois le lobe d'IM coté anti-Stokes qui est le plus puissant [cf. Fig. 1(b)].

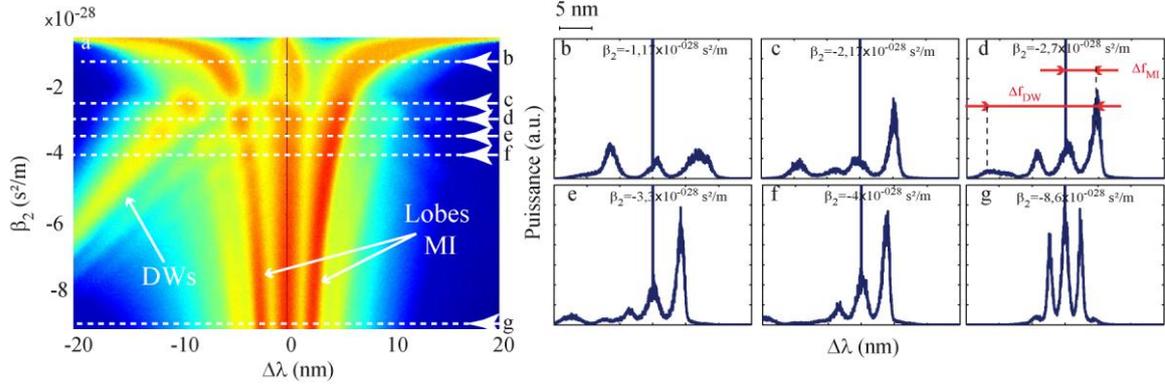


Figure 1 : (a) évolution du spectre de sortie en fonction de β_2 , échelle logarithmique. (b) à (g) quelques spectres caractéristiques en échelle linéaire. Paramètres de l'étude : $P=630$ W, $\beta_3 = +1.2 \times 10^{-40}$ s³/m, $\gamma=2,5$ W⁻¹.km⁻¹, $L=6000$ m, $a=0.2$ dB/km). $\Delta\lambda$ correspond à l'écart spectral par rapport à la pompe ($\Delta\lambda=\lambda-\lambda_p$)

Afin de valider ces résultats numériques, nous avons réalisé une étude expérimentale en utilisant une pompe continue modulée en phase pour s'affranchir de la diffusion Brillouin stimulée [5]. La mise en forme de la figure 2 est identique à celle de la figure 1 afin de faciliter les comparaisons entre l'étude expérimentale et l'étude théorique.

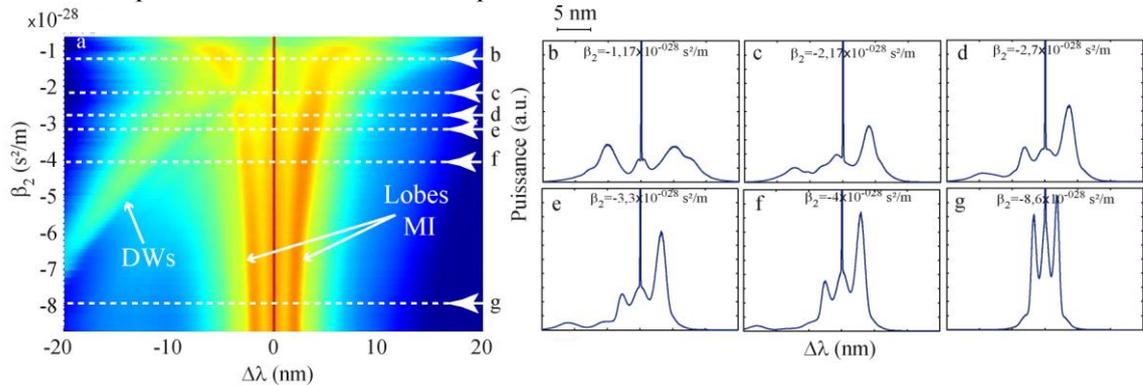


Figure 2 : (a) évolution du spectre de sortie en fonction de β_2 , échelle logarithmique. (b) à (g) quelques spectres caractéristiques en échelle linéaire.

Les figures-2(b-g) ont été représentées pour les mêmes valeurs de β_2 . On obtient un accord impressionnant entre la théorie et l'expérience. Soulignons qu'aucun paramètre d'ajustement n'a été utilisé dans cette étude.

3. DISCUSSION

Afin d'identifier les mécanismes responsables de cette brisure de symétrie, nous avons représenté l'évolution du rapport de puissance des lobes de MI ($P_{\text{Stokes}}^{\text{max}}/P_{\text{anti-Stokes}}^{\text{max}}$) ainsi que celle de la différence de leur position spectrale sur les figures 3-(a) et figure 3-(b) respectivement. Comme nous l'avons observé précédemment, le rapport en puissance est légèrement supérieur à 1 pour les grandes valeurs absolues de β_2 et légèrement inférieur à 1 pour celles proches de zéro. Par contre, on observe une modulation de ce rapport pour des valeurs intermédiaires, ce qui est a priori complètement inattendu. Dans cette zone de transition, l'asymétrie en puissance passe par trois maxima (repérés par f, e et c respectivement) et par deux minima (d et d') qui correspondent aux spectres représentés sur les figures 1-(f), (e) et (c) et la figure 2-(d). Un comportement similaire est observé concernant l'évolution de la différence de la position spectrale des lobes de MI [figure 2-(b)], avec une symétrie

quasiment parfaite pour de fortes valeurs de β_2 , et une zone d'oscillations, dont les extrema coïncident avec ceux de la figure 3-(a).

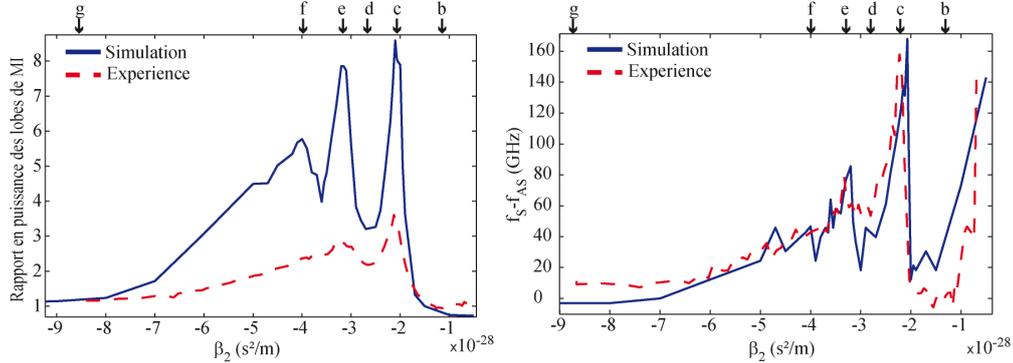


Figure 3 : Evolution du rapport de puissance (a) et de l'écart entre la position spectrale (b) des lobes de MI en fonction de β_2 , numériquement (traits pleins bleus) et expérimentalement (traits pointillés rouges).

Cette dynamique complexe qui résulte de l'interaction entre les ondes dispersives et le processus d'IM n'apparaît que lorsque les ondes dispersives générées sont proches du lobe de MI anti-Stokes [fig. 1-(a) et fig. 2-(a)]. Pour définir si leur position spectrale peut être reliée avec ces points particuliers des courbes représentées sur les figures 3, nous avons calculé le rapport entre la position spectrale des ondes dispersives (Δf_{DW}) et celle du lobe de MI côté Stokes (Δf_{MI}) [voir figure 1-(d) par exemple]. On utilise en effet le lobe côté Stokes comme référentiel en fréquence car la quasi-totalité des solitons sont localisés dans cette zone spectrale [5]. Il s'avère que les maxima correspondent exactement à des valeurs entières alors que les minima à des valeurs demi-entières. Cela signifie que la brisure de symétrie en puissance et en fréquence est maximale lorsque les ondes dispersives sont générées sur des harmoniques des lobes de MI, et qu'elle est minimale lorsqu'elles sont générées exactement au milieu. Partant de ces observations, des travaux sont en cours pour identifier plus précisément quels sont les mécanismes responsables des variations brutales de la brisure de symétrie dans cette zone d'oscillations.

CONCLUSION

Nous rapportons numériquement et expérimentalement que la pente de la dispersion induit une brisure de symétrie en puissance et en fréquence du processus d'IM avec notamment une zone d'oscillations complètement inattendue. Nous avons constaté que les extrema de cette zone correspondent à des valeurs particulières de la position des ondes dispersives par rapport aux lobes d'IM. Cette observation devrait nous permettre d'identifier plus précisément la dynamique complexe des échanges d'énergie se déroulant parmi les ondes en jeu pour aboutir dans un premier temps, à une meilleure compréhension du processus d'IM, puis de celui de la formation des ondes scélérates dans un second temps.

RÉFÉRENCES

- [1] J. M. Dudley, G. Genty, F. Dias, B. Kibler, and N. Akhmediev, "Modulation instability, Akhmediev Breathers and continuous wave supercontinuum generation," *Opt. Express* 17, 21497-21508 (2009) <http://word.mvps.org/>
- [2] M. Taki, A. Mussot, A. Kudlinski, E. Louvergnaux, M. Kolobov, M. Douay, "Third-order dispersion for generating optical rogue soliton", *Phys. Lett. A* 374 691–695 (2010)
- [3] G. Genty, C.M. de Sterke, O. Bang, F. Dias, N. Akhmediev, J.M. Dudley, "Collisions and turbulence in optical rogue wave formation", *Phys. Lett. A* 374 989–996 (2010).
- [4] A. Mussot, E. Lantz, H. Maillotte, T. Sylvestre, C. Finot, et S. Pitois, « Spectral broadening of a partially coherent CW laser beam in single-mode optical fibers », *Opt. Expr.* 12, 2838-2843 (2004).
- [5] A. Mussot, A. Kudlinski, M. Kolobov, E. Louvergnaux, M. Douay et M. Taki, "Observation of extreme temporal events in CW-pumped supercontinuum", *Opt. Expr.* Vol. 17, No. 19, 10-15 (2009)