



HAL
open science

Emergence de structures optiques extrêmes par amplification fibrée basée sur une pompe partiellement cohérente

Kamal Hammani, Christophe Finot, J.M. Dudley, Guy Millot

► **To cite this version:**

Kamal Hammani, Christophe Finot, J.M. Dudley, Guy Millot. Emergence de structures optiques extrêmes par amplification fibrée basée sur une pompe partiellement cohérente. 12e rencontre du Non-Linéaire, Mar 2009, Paris, France. pp.95-100. hal-00470039

HAL Id: hal-00470039

<https://hal.science/hal-00470039>

Submitted on 4 Apr 2010

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.

Emergence de structures optiques extrêmes par amplification fibrée basée sur une pompe partiellement incohérente

Kamal Hammani¹, Christophe Finot¹, John M. Dudley² & Guy Millot¹

¹ Institut Carnot de Bourgogne, UMR 5209 CNRS-Université de Bourgogne, 21078 Dijon Cedex, FRANCE

² Institut FEMTO-ST, UMR 6174 CNRS-Université de Franche-Comté, Besançon, FRANCE

kamal.hammani@u-bourgogne.fr

Résumé. Nous montrons qu'une amplification fibrée (gain du à l'effet Raman ou à l'instabilité modulationnelle) basée sur une pompe partiellement incohérente mène à l'émergence de structures scélérates. Une étude qualitative est réalisée par l'utilisation d'un signal initial continu et complétée par des mesures quantitatives enregistrées à partir d'un signal initial impulsionnel. Des simulations numériques basées sur l'équation de Schrödinger non-linéaire confirment ces résultats. Nous discutons également des stratégies qui permettent d'isoler ces événements rares et intenses.

Abstract. We show that fibered-amplification (by Raman gain or by modulation instability) based on a partially incoherent pump leads to the emergence of rogue structures. A qualitative study is achieved by using an initial continuous signal supplemented by quantitative measurements recorded for an initial pulsed signal. Numerical simulations based on the equation of nonlinear Schrödinger confirm these results. We also discuss how these rare and intense events can be isolated.

Introduction

Il existe, dans la nature, un grand nombre de phénomènes extrêmes aux conséquences parfois dramatiques. C'est pourquoi de nombreux chercheurs à travers le monde les étudient activement dans des domaines allant de la biologie à l'économie. En hydrodynamique, si le tsunami est maintenant connu et relativement bien compris, d'autres événements extrêmes restent encore mystérieux et incompris. C'est, en particulier, le cas pour les vagues scélérates. Ces vagues géantes et "monstrueuses" ont toujours peuplé le récit des pêcheurs et autres navigateurs tout en restant au stade de légende pour la communauté scientifique.

Toutefois, en 1995, la plateforme pétrolière Draupner, située en mer du Nord, détecta une vague de 31 mètres. Cette première mesure scientifique confirma l'existence des vagues scélérates. C'est ainsi qu'en décembre 2000, l'Union Européenne a lancé le projet MaxWave pour confirmer la réalité de ces vagues et pour mieux comprendre leur apparition. Si ce projet n'a pas permis de définir clairement les causes du phénomène, il a néanmoins permis d'établir définitivement leur existence et leur rareté. Et surtout, ce projet a montré que l'utilisation d'un modèle non-linéaire, s'avère nécessaire.

Toutefois, la rareté des vagues scélérates limite fortement toute étude en milieu naturel. Il s'avère extrêmement intéressant de pouvoir disposer de systèmes physiques analogues permettant de reproduire en laboratoire un comportement similaire. Les récentes recherches initiées par Solli et al. [1] apportent une réponse à ce besoin : lors de la génération de supercontinuum dans les fibres optiques, des impulsions lumineuses rares peuvent émerger et se détacher très significativement du comportement moyen. Au vu du rôle clé que jouerait l'instabilité de Benjamin-Feir dans l'apparition des vagues scélérates, l'appellation "ondes scélérates optiques" a alors été choisie pour qualifier un tel comportement qui naît de l'instabilité modulationnelle. Ainsi la fibre optique peut, à travers la complexité des phénomènes qui y résident, servir de système de laboratoire pour reproduire, de façon non-destructive à des échelles de temps beaucoup plus courtes, ces événements rares.

Dans notre cas, nous avons cherché à nous démarquer du cas de la génération de supercontinuum où les ondes scélérates sont incarnées par un soliton ayant subi un très fort auto-décalage fréquentiel. En d'autres termes, nous avons évité les effets solitoniques. Dans notre cas, la génération d'ondes scélérates optiques repose sur l'utilisation d'un amplificateur fibré basé sur une pompe partiellement incohérente. Nous distinguerons deux situations physiques : l'une où c'est le phénomène d'instabilité modulationnelle incohérente qui permet l'émergence de structures scélérates et l'autre se plaçant dans un régime fondamentalement différent et faisant appel à l'effet Raman.

1 Emergence de structures scélérates par amplification paramétrique incohérente

L'instabilité modulationnelle est un phénomène fondamental menant à la croissance exponentielle d'une faible perturbation [2]. Dans le domaine spectral, l'instabilité modulationnelle est similaire au mélange à quatre ondes durant lequel deux photons pompe sont annihilés pour générer une paire de photon Stokes-anti-Stokes (ou encore signal-idler). Nous voulons, ici, étudier l'influence d'une pompe partiellement incohérente sur un amplificateur paramétrique.

1.1 Montage expérimental

Nous utilisons un montage (Fig. 1a) entièrement fibré utilisant exclusivement des composants disponibles commercialement et adapté aux longueurs d'ondes des télécommunications optiques. La source partiellement cohérente est "faite maison" et a un spectre de largeur à mi-hauteur de 40 GHz (Fig. 1a) pour une puissance moyenne de sortie de 110mW. Nous avons analysé ses propriétés temporelles par l'utilisation d'un autocorrélateur optique (Fig. 1c). Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec notre modèle numérique considérant des fluctuations stochastiques ayant une distribution gaussienne avec un temps de cohérence de 9ps.

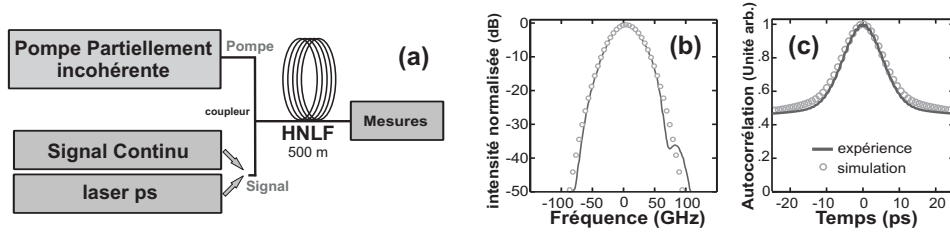


Fig. 1. (a) Montage expérimental. (b) Spectre de la pompe comparé à un spectre gaussien. (c) Auto-corrélation de la pompe. L'expérience (ligne continue noire) est comparée avec l'auto-corrélation calculée numériquement en considérant un temps de cohérence de 9 ps.

La pompe partiellement incohérente et un signal continu d'une puissance moyenne de 140 μW sont envoyés dans une fibre hautement non linéaire (HNLF) à dispersion anormale avec un coefficient non-linéaire γ de $10 W^{-1}.km^{-1}$ et une dispersion d'ordre 2 : $\beta_2 = -6 \times 10^{-4} ps^2.m^{-1}$.

1.2 Modèle Numérique

Pour reproduire fidèlement l'évolution longitudinale du champ électrique Ψ dans une fibre optique, l'équation de Schrödinger Non-linéaire Généralisée est un modèle à la validité éprouvée :

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} \Psi + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2} + i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 \Psi}{\partial T^3} - \gamma \left[1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right] \left(\Psi(z, T) \int_0^\infty R(T') |\Psi(z, T - T')|^2 dT' \right) \quad (1)$$

Dans notre configuration expérimentale, les effets d'ordres supérieurs peuvent être négligés si bien que nous pouvons nous contenter de l'équation de Schrödinger non-linéaire sous sa forme standard [3] :

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2} - \gamma |\Psi|^2 \Psi \quad (2)$$

Pour résoudre numériquement cette équation, nous utiliserons la méthode de la transformée de Fourier à pas divisés.

1.3 Etude spectrale de l'amplification paramétrique incohérente

Dans un premier temps, nous commençons par enregistrer les spectres en sortie de l'amplificateur pour différents écarts fréquentiels entre la pompe et le signal $\Omega = |\nu_s - \nu_p|$ allant de 0.1 à 1.8 THz.

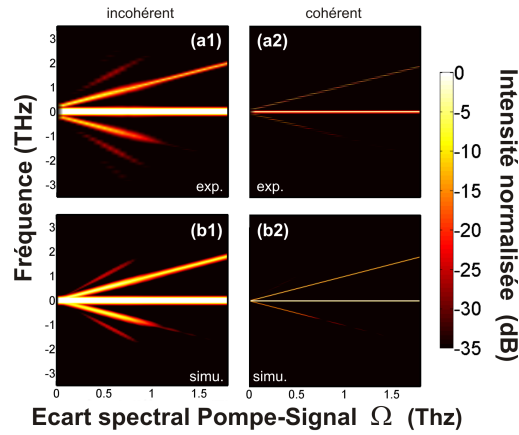


Fig. 2. Evolution des spectres en sortie en fonction de l'écart pompe-signal. Les résultats expérimentaux (a) sont comparés aux résultats numériques (b) pour le cas incohérent — (a1) et (b1)) — et le cas cohérent — (a2) et (b2)).

Ces résultats sont comparés au cas d'une pompe cohérente. Des différences majeures apparaissent alors nettement : la bande d'amplification est plus grande dans le cas incohérent (idler visible jusqu'à 1.2 THz contre 0.8 THz dans le cas cohérent), le gain est plus élevé (observation de cascades). Ces résultats sont consistant avec une étude précédente de l'instabilité de modulation d'une source partiellement incohérente [4]. Notre modèle numérique reproduit quantitativement ces résultats expérimentaux.

1.4 Etude temporelle

Nous nous intéressons maintenant à l'évolution temporelle d'un signal que l'on isole de la pompe et de l'onde idler par l'utilisation d'un filtre optique passe bande (de forme supergaussienne et de largeur 1.25 THz). Une photodiode connectée à un oscilloscope enregistre cette évolution. L'émergence de pics intenses est clairement mise en avant sur la Fig. 3. Le décalage Ω entre la pompe et le signal a un fort impact sur le nombre et sur l'intensité des pics : un décalage élevé limite le nombre de pics observés. Par conséquent, un contrôle des structures extrêmes est envisageable et simple à mettre en oeuvre par l'ajustement de l'écart fréquentiel entre la pompe et le signal.

Pour déterminer, plus finement, la structure temporelle des pics avec, en particulier, leur largeur caractéristique, un signal d'autocorrélation est enregistré. La fig. 3 permet d'estimer cette largeur temporelle à environ 5 ps ce qui est environ deux fois inférieur à la largeur de l'autocorrélation de la pompe (9 ps). Ceci s'explique par le gain exponentiel subi par les structures localisées du signal. De plus, le contraste a radicalement changé avec le niveau bas du signal qui est descendu vers zéro, et qui laisse présager d'une différence de statistiques. Nos simulations reproduisent bien ce comportement.

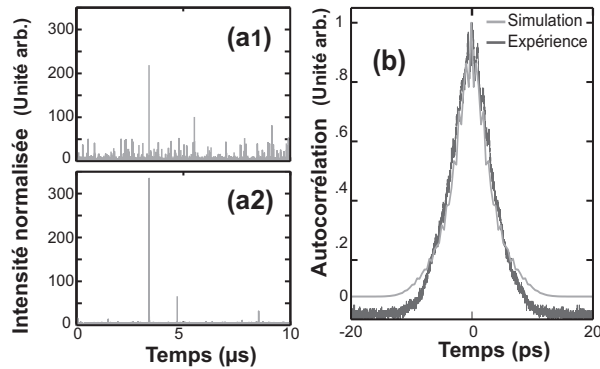


Fig. 3. Signal amplifié pour différents écarts Ω (a1) 0.75 THz (a2) 1.25 THz. (b) Autocorrelation expérimentale du signal amplifié comparée à l'auto-corrélation numérique.

1.5 Etude statistique

Pour compléter cette étude spectro-temporelle, nous présentons une étude statistique obtenue par substitution du signal continu par un train d'impulsions picosecondes. L'écart pompe-signal Ω est fixé à 1 THz. Dans cette configuration, la plupart des impulsions ne sont pas amplifiées (Fig. 4a). Seules de rares impulsions sont amplifiées, par conséquent, ces impulsions dévient fortement du comportement moyen. Les statistiques correspondantes sont enregistrées pour des puissances de pompe allant de 10mW à 100mW. Elles mettent clairement en évidence qu'une augmentation de la puissance de pompe entraîne une probabilité de distribution asymétrique qui s'éloigne d'une forme purement gaussienne avec une queue se développant vers les hautes puissances. Cette évolution est qualitativement bien reproduite par une série de simulations (plus de 10 000). Toutefois une différence (dans la partie centrale) est notable. Celle-ci est liée aux différents bruits électroniques des systèmes de détection qui ont été négligés dans nos simulations.

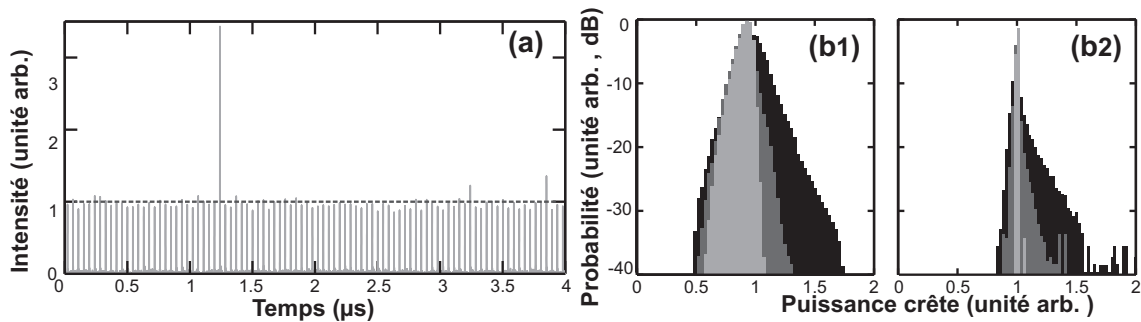


Fig. 4. (a) Train d'impulsion après amplification. Distribution statistique des puissance crêtes pour des puissance de pompe de 10mW, 50mW et 100mW obtenues expérimentalement (b1) et numériquement (b2).

2 Emergence de structures extrêmes par amplification Raman

La génération d'événements extrêmes dans les fibres optiques dans le cadre des supercontinua vise à comprendre et mieux définir l'origine des vagues scélérates hydrodynamiques. Si la première partie de cet article permettait une analogie avec l'hydrodynamique, dans cette seconde partie, nous étudions une configuration très différente dans laquelle l'instabilité modulationnelle scalaire ne peut pas se développer. Cette étude est donc d'un intérêt plus général et a pour but de montrer l'universalité des phénomènes et ainsi de démontrer que de tels phénomènes extrêmes ne sont pas restreints au régime anormal.

2.1 Montage expérimental

Le montage expérimental reste assez similaire à celui de la Fig. 1a. Nous remplaçons la précédente source partiellement incohérente par un laser Raman fibré qui présente lui-même une incohérence partielle. En sortie, le signal amplifié est séparé du résidu de pompe par simple démultiplexage en longueurs d'ondes (le signal et la pompe étant séparés d'environ 100 nm). Le signal d'autocorrélation de la pompe garde la même forme que précédemment (Fig. 1b) ce qui confirme le caractère incohérent de notre pompe. Numériquement, nous avons reproduit un tel signal d'autocorrélation en considérant des fluctuations stochastiques ayant une distribution gaussienne de temps de cohérence 25ps. Nous utilisons, maintenant, une fibre hautement non linéaire (HNLF) à dispersion normale ($\beta_2 = 7 \times 10^{-4} \text{ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$).

2.2 Modèle numérique

Pour interpréter nos résultats, nous avons développé des simulations numériques basées sur un système d'équations de Schrödinger non-linéaire couplées :

$$\frac{\partial \Psi_s}{\partial z} = \frac{g_r}{2} |\Psi_p|^2 \Psi_s + i\gamma [|\Psi_s|^2 + 2|\Psi_p|^2] \Psi_s \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Psi_p}{\partial z} = -\frac{g_r}{2} |\Psi_s|^2 \Psi_p + i\gamma [|\Psi_p|^2 + 2|\Psi_s|^2] \Psi_p - \delta \frac{\partial \Psi_p}{\partial T} \quad (4)$$

Ce système est équivalent à l'équation de Schrödinger Non linéaire Généralisée (1) tant qu'aucune nouvelle fréquence optique n'est générée ce que nous avons vérifié expérimentalement (la dispersion d'ordre 3 : β_3 et l'auto-raïdissement ont été négligés). Ce modèle permet un traitement plus rapide en utilisant des fenêtres spectrales plus petites.

2.3 Etude temporelle

Dans un premier temps, le signal injecté est continu. Cela nous permet de voir (Fig. 5 a) l'émergence de pics intenses (atteignant jusqu'à 120 fois la valeur moyenne) sans aucune périodicité. L'enregistrement de l'autocorrélation nous montre un changement radical de contraste par rapport à la pompe tout comme pour l'amplification paramétrique incohérente. Toutefois, à l'inverse de celle-ci, la largeur temporelle du signal est similaire à celle de la pompe en raison d'effets de déplétion.

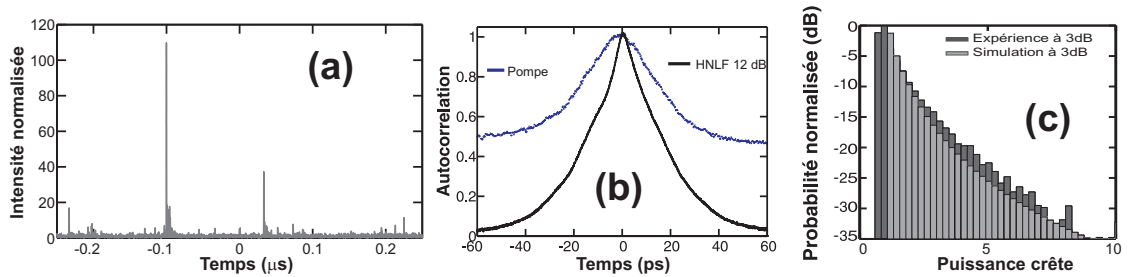


Fig. 5. (a) Signal amplifié (12dB de gain). (b) Autocorrélation du signal amplifié comparé à l'autocorrélation de la pompe. (c) Distribution des puissances crêtes en sortie pour une puissance de pompe de 350 mW (soit 3 dB de gain) obtenue expérimentalement et numériquement.

Comme précédemment, nous remplaçons le signal continu par un train d'impulsions picosecondes pour déterminer quantitativement des statistiques. Nous remarquons (Fig. 5) que la queue de cette distribution s'éloigne largement d'une statistique gaussienne. Nous avons vérifié que cette queue s'étale en direction des grandes puissances avec l'augmentation de la puissance de pompe. Ce comportement est typique des processus à valeurs extrêmes et est de ce fait, similaire aux ondes scélérates optiques rencontrées dans les supercontinua.

2.4 Evolution spectrale et contrôle des événements rares

Nous reprenons un signal continu et observons le spectre en sortie de l'amplificateur Raman. Nous notons un fort élargissement spectral (6a). Les simulations ont reproduit ce comportement et nous ont permis de montrer que l'origine de cette expansion est la modulation de phase croisée de la pompe sur le signal. Une représentation spectro-temporelle (6b) montre que les événements les plus extrêmes ont également le spectre le plus élargi. Ceci nous laisse envisager un filtrage spectral décalé en fréquence pour isoler les pics les plus extrêmes. En utilisant un filtre de 9 GHz, nous parvenons alors à isoler un unique événement.

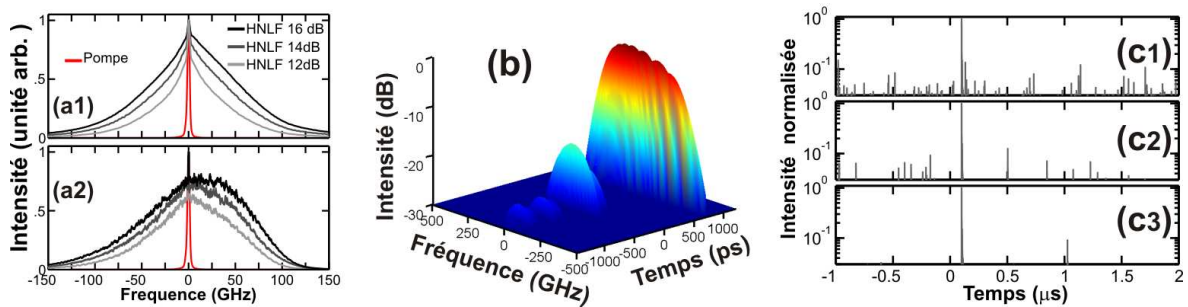


Fig. 6. (a) Spectre optique du signal amplifié pour différents gains. Les résultats expérimentaux (a1) sont comparés aux résultats numériques (a2). (b) Représentation spectro-temporelle d'un événement extrême. (c) Signal temporel expérimental après filtrage pour différents décalages : (c1) 0 GHz (c2) 150 GHz (c3) 350 GHz.

3 Conclusion

Nous avons étudié numériquement et expérimentalement deux configurations mettant en jeu des événements extrêmes. L'utilisation d'un signal initial continu nous a ainsi permis de mettre qualitativement en évidence la génération de structures scélérates. Ces résultats ont pu être complétés par des mesures quantitatives enregistrées à partir d'un signal initial impulsionnel. Des simulations numériques basées sur l'équation de Schrödinger non-linéaire ont confirmé ces résultats. Nous avons également montré qu'il était possible d'isoler ces événements rares et intenses. Ces études confirment que les fibres optiques peuvent servir de système de laboratoire pour la compréhension des vagues scélérates. De plus, dans le domaine des amplificateurs, ces études soulignent les limites et les conditions à éviter dans la conception de tels amplificateurs.

Références

1. D.R. SOLLI, C. COPERS, P. KOONATH & B. JALALI, Optical rogue waves, *Nature*, **450**, 1057 (2007).
2. K. TAI, A. HASEGAWA & A. TOMITA, Observation of modulational instability in optical fibers, *Physical Review Letters*, **56**, 135-138 (1986).
3. G.P. AGRAWAL, *Nonlinear fiber Optics*, Third Edition, Academic Press, San Francisco, (2001).
4. A. SAUTER, S. PITOIS, G. MILLOT & A. PICOZZI, Incoherent modulation instability in instantaneous nonlinear Kerr media, *Optics. Letters*, **30**, 2143-2145 (2005).
5. J.M.DUDLEY ET AL., Maîtrise des vagues optiques extrêmes, *11^{ème} Rencontre du non-linéaire*, 37-41 (2008).
6. K. HAMMANI, C. FINOT, J. M. DUDLEY & G. MILLOT, Optical rogue-wave-like extreme value fluctuations in fiber Raman amplifiers, *Optical Express*, **16**, 16467-16474 (2008).