

Pluie de solitons dans un laser à fibre

Souad Chouli & Philippe Grellu

Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne ICB UMR 5209 CNRS, Université de Bourgogne, BP 47870
21078 Dijon Cedex, France

Souad.Chouli@u-bourgogne.fr

Résumé. Nous présentons les résultats expérimentaux d'une nouvelle variété de dynamique observée dans un laser impulsif à blocage de modes passif. Cette situation correspond à une coexistence de plusieurs solitons et d'un fond quasi-continu dans la cavité. A partir des fluctuations du fond continu, des solitons isolés se forment spontanément, et dérivent à une vitesse quasi-constante jusqu'à rejoindre une phase condensée. Cette phase condensée se compose de plusieurs solitons liés qui se propagent à l'intérieur de la cavité. L'ensemble du processus dynamique, que nous avons dénommé *pluie de solitons*, peut être indéfiniment reproduit d'une façon quasi-stationnaire. Les caractéristiques de la pluie de solitons telles que le nombre de solitons qui dérivent ainsi que la vitesse de dérive peuvent être ajustés en fonction des paramètres de cavité comme la puissance de pompage et la polarisation. Nous avons montré aussi la possibilité de contrôler le déclenchement de la pluie de solitons via l'injection d'un laser continu externe.

Abstract. In this work we present the experimental results of a new dynamics observed in a mode-locked laser. Several solitons coexist with a quasi-continuous background in the cavity. From the background fluctuations, isolated solitons can appear spontaneously, and drift at almost constant speed until they reach a condensed phase. The condensed phase comprises several bound solitons and propagates inside the cavity. This dynamical process which we named *Rain of Solitons* can be reproduced on a quasi-stationary fashion. The characteristics of the *rain of solitons* such as the number of solitons in the rain and their drift velocity can be adjusted along the tuning of the parameters of cavity such as the pumping power and the polarization controls. We also showed the possibility to trigger or stop the *rain of solitons* by the injection of a continuous laser.

1 Introduction

L'étude des solitons dissipatifs dans un laser à blocage de modes révèle des dynamiques variées et éventuellement complexes, en particulier pour les régimes multi-impulsionnels. Les premiers travaux théoriques [1,2] et expérimentaux ont concerné la dynamique d'un petit nombre de solitons en interaction, par exemple les états liés stables, ou molécules de solitons [3], les collisions de solitons [4,5,6], les vibrations de paires de solitons [7]. Avec plusieurs dizaines ou centaines de solitons en interactions, des comportements collectifs complexes se sont manifestés [8,9,10], comme la dynamique révélée dans cette étude [11]. Nous avons repéré cette dynamique dans une gamme de paramètres de cavité où des solitons temporels coexistent avec un fond quasi-continu. Des solitons isolés peuvent se former spontanément à partir des fluctuations du fond continu et se mettent à dériver à une vitesse quasiment constante jusqu'à rejoindre une phase condensée. Cette phase condensée se compose de plusieurs solitons liés et se propage également à l'intérieur de la cavité. Le flux de solitons peut être ajusté en fonction des paramètres de cavité, et peut être déclenché par une faible puissance d'un laser continu externe.

Le dispositif expérimental utilisé dans cette étude est une cavité laser unidirectionnelle totalement fibrée (figure 1). Elle délivre des impulsions de type solitons dissipatifs au moyen d'un blocage de modes fondé sur une absorption saturable effective obtenue par l'évolution non linéaire de la polarisation. La cavité se compose [11] d'une fibre amplificatrice dopée erbium (EDF, dispersion normale $D = -12$ ps/nm/km) pompée par deux diodes lasers (puissance maximale de pompage : 800mW), d'un séparateur de polarisation qui est l'élément discriminant nécessaire au blocage de modes par évolution non-linéaire de polarisation, des contrôleurs de polarisation CP1 et CP2 qui nous permettent de modifier les conditions de

blochage de modes via la variation de leurs angles θ_i , des coupleurs permettant de récupérer ou d'injecter un signal laser et d'une fibre compensatrice DCF ($D=-91\text{ps/nm/km}$). La dispersion chromatique moyenne de la cavité est anormale et vaut 5ps/nm/km .

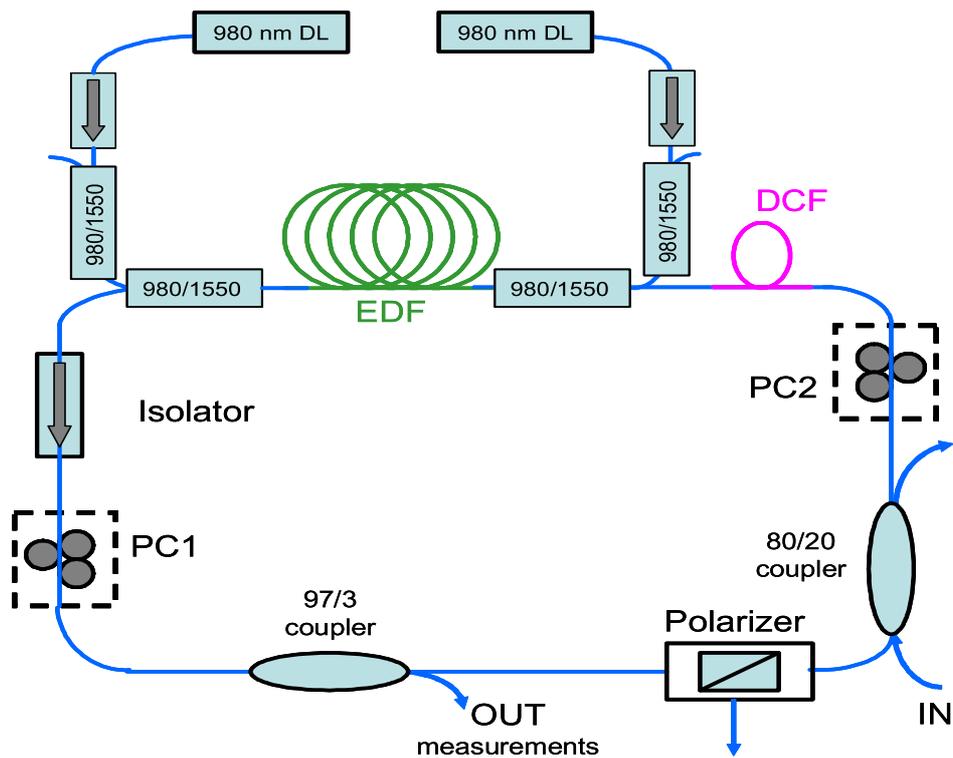
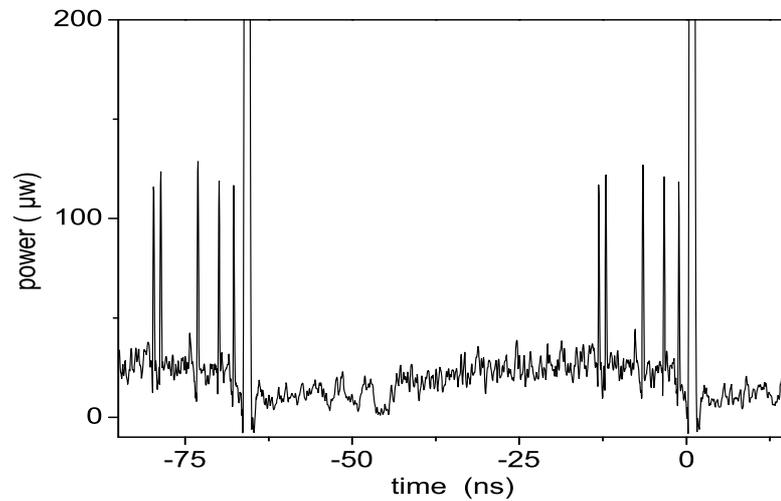


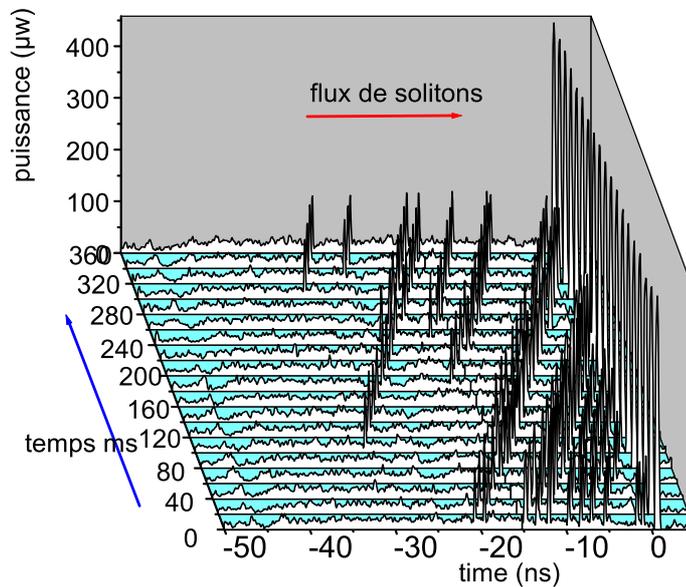
Fig. 1. Dispositif expérimental : laser à fibre à modes bloqués.

2 Observation et contrôle de la pluie de solitons

Il s'agit d'une nouvelle dynamique, repérée dans une gamme de paramètres de la cavité où des impulsions solitons peuvent coexister avec un fond quasi-continu. Cela correspond donc à un fonctionnement intermédiaire entre le blocage de modes parfait, qui doit filtrer efficacement les composantes continues, et le fonctionnement en régime continu du laser. On remarque sur la figure 2a qui représente l'évolution temporelle visualisée à partir de la sortie laser, un pic de grande amplitude que nous avons attribué à l'existence d'une *phase condensée* de solitons. En effet, il correspond à un groupe indiscernable de solitons liés, dont les positions fluctuent sans cesse de façon analogue au comportement d'un liquide. A gauche de ce pic, nous observons des solitons relativement isolés et en nombre discret sur un fond continu possédant des fluctuations. A partir du fond continu et de ses fluctuations, les solitons surgissent spontanément et dérivent à une vitesse constante, jusqu'à fusionner avec la phase condensée. Une représentation stroboscopique est présentée Fig. 2b. Nous avons ainsi appelé cette nouvelle dynamique *pluie de solitons* par analogie avec la pluie de gouttelettes (les solitons) qui se forment à partir d'un nuage (le fond quasi-continu et ses fluctuations).



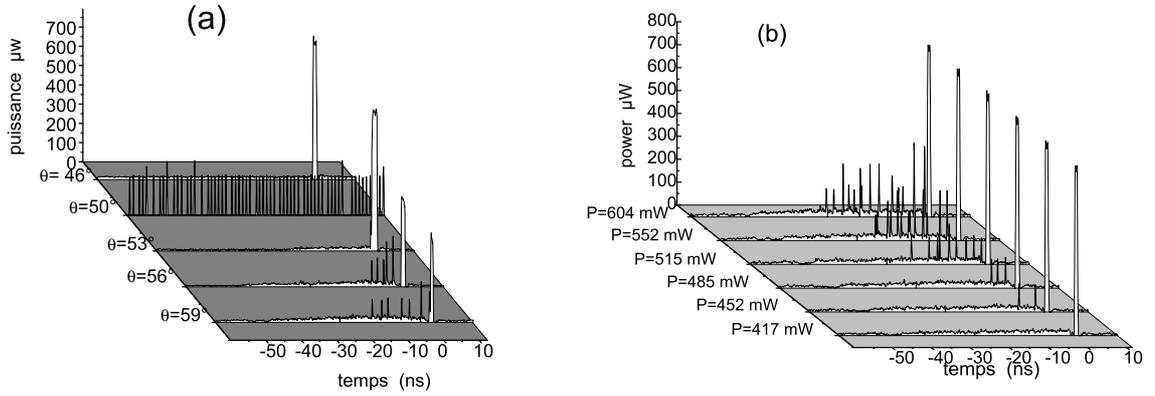
(a) Enregistrement avec un détecteur rapide et un oscilloscope temps réel Lecroy SDA6020 de 6 GHz de bande passante. L'échelle verticale est dilatée de manière à montrer la coexistence du fond quasi-continu, de ses importantes fluctuations et des solitons dans la cavité. Le pic correspondant à la phase condensée apparaît donc tronqué. Le temps de parcours de la cavité est de 65 ns, expliquant cette apparente périodicité du signal



(b) Dynamique de la pluie de solitons. L'apparition des solitons depuis le fond continu ainsi que leur dérive à vitesse constante sont clairement manifestes.

Fig. 2. Description temporelle de la dynamique de la pluie de solitons

D'une manière générale, les différentes dynamiques obtenues dans cette cavité dépendent de la puissance de pompage et des conditions de blocage de mode repérées par l'angle θ du contrôleur de polarisation principal. Sur la figure 3a, la puissance de pompage est fixée à 417 mW, et l'angle du contrôleur de polarisation varie. Pour $\theta=46^\circ$, le blocage de modes du laser est particulièrement stable et produit un groupe de 40 solitons, puis pour $\theta=50^\circ$, le laser produit un régime où 50 solitons irrégulièrement espacés remplissant la cavité, c'est un régime proche du blocage de modes harmonique. Ensuite à $\theta=53^\circ$, un groupe de solitons est obtenu à nouveau, cependant nous observons cette fois la coexistence des solitons avec un fond continu. Ce dernier augmente progressivement avec l'augmentation de θ jusqu'à 59° . La pluie de solitons apparaît vers $\theta=56^\circ$. D'autre part, si l'on fixe $\theta=53^\circ$ (figure 3b), une augmentation de la puissance de pompage augmente le fond continu, jusqu'à ce que le niveau de ses fluctuations soit suffisant pour déclencher la pluie de solitons, et par la suite c'est le nombre de solitons formant cette pluie qui augmente avec la puissance de pompage.



(a) Influence de l'orientation du contrôleur de polarisation (PC2) La puissance de pompage est fixée à 417 mW.

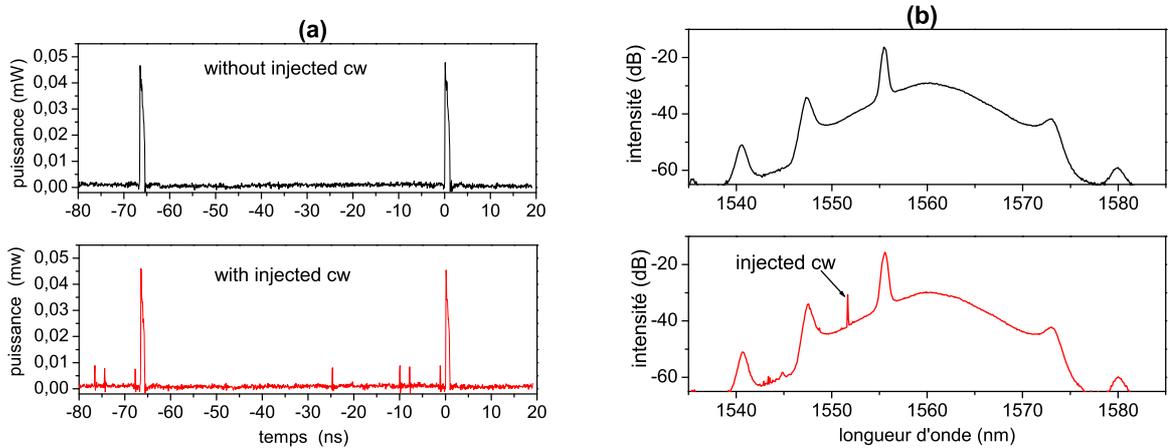
(b) Influence de la puissance de pompe sur la pluie de solitons. L'angle du contrôleur de polarisation est fixé à 53° .

Fig. 3. Influence des paramètres de la cavité sur le fonctionnement dynamique du laser.

La pluie de solitons apparaît au dessus d'un certain seuil de fluctuations du fond continu, qui dépend également des réglages des contrôleurs de polarisation. En se plaçant au voisinage de ce seuil, sur la base d'une variation fine du fond continu, nous devrions pouvoir déclencher ou arrêter la pluie de solitons. Nous avons démontré cette possibilité en injectant à l'intérieur de la cavité un signal laser continu externe. Le régime est d'abord ajusté près du seuil de la pluie de solitons (figure 4a, c), le laser d'injection étant à l'état *off* (éteint). Immédiatement après la mise en marche du laser d'injection, la pluie de solitons démarre et elle se maintient tant que le laser d'injection est en marche (figure 4b, d). Nous visualisons sur le spectre optique qu'une puissance d'injection faible ($10\mu\text{W}$), est suffisante pour déclencher la pluie de solitons. Lorsque le laser passe à l'état *off*, la pluie de solitons s'arrête presque immédiatement une fois que les solitons isolés créés auparavant finissent de dériver jusqu'à la phase condensée.

3 Discussion

Les battements d'un grand nombre de composantes spectrales du fond continu produisent d'importantes fluctuations qui - lorsqu'elles excèdent un certain niveau - peuvent donner naissance à des solitons stables. Ces composantes du fond continu peuvent être alimentées par des mécanismes divers, comme



(a) Evolution temporelle du signal, sans (figure du haut) et avec (figure du bas) injection.

(b) Spectre optique correspondant.

Fig. 4. Démonstration du contrôle de la pluie de solitons par un laser d'injection continu.

l'amplification de l'émission spontanée ou bien le rayonnement d'ondes dispersives à partir des solitons eux-mêmes, perturbés par le caractère discontinu de la propagation en cavité [12,13]. Cependant, nous remarquons que les composantes du fond continu occupent principalement une partie spécifique du spectre (1556.5 à 1557 nm). Il doit être possible de comprendre la coexistence du fond continu et des impulsions dans une cavité laser à blocage de modes, en utilisant les modèles de propagation non-linéaires d'ordre supérieur, comme l'équation Ginzburg-Landau cubique-quintique (CGLE), qui a été utilisée avec succès pour modéliser de nombreuses dynamiques de solitons dissipatifs [3,4,5,6,7,8]. En effet, l'équations CGLE admet notamment des solutions de coexistence entre un fond continu et les solitons, bien que certaines de ces solutions ne soient pas stables [14].

4 Conclusion

Les lasers à blocage de modes qui fonctionnent avec un grand nombre d'impulsions par tour de cavité peuvent révéler des comportements collectifs surprenants, comme celui découvert ici. La dynamique de la pluie de solitons est caractérisée par la coexistence d'un fond quasi continu avec un groupe de plusieurs dizaines de solitons liés en une phase condensée. Quand le niveau du fond est suffisamment élevé, des solitons isolés peuvent surgir spontanément de ses fluctuations, ils dérivent à une vitesse constante jusqu'à ce qu'ils rejoignent la phase condensée. Ce processus peut être indéfiniment reproduit d'une façon quasi-stationnaire. Il est aussi possible de contrôler le déclenchement de la pluie de solitons via l'injection d'un laser continu externe. La découverte de cette nouvelle dynamique de solitons, obtenue dans une cavité laser qui fonctionne dans un régime de blocage de modes faiblement discriminant, à savoir quand des ondes quasi-continues et le bruit du fond ne sont pas efficacement filtrés, est aussi intéressant dans le contexte actuel des études de l'autodémarrage et de la stabilité des techniques de blocages de modes passives.

Références

1. N. AKHMEDIEV, A. ANKIEWICZ & J. M. SOTO-CRESPO, Multisoliton of the complex Ginzburg-Landau equation, *Physical Review Letters*, **79**, 4046-4051, (1997).
2. N. AKHMEDIEV, A. ANKIEWICZ & J. M. SOTO-CRESPO, Stable soliton pairs in optical transmission lines and fiber lasers, *Journal of the Optical Society of America B*, **15** (1), 515, (1998).
3. PH. GRELU & J. M. SOTO-CRESPO, Temporal soliton molecules in mode-locked lasers : collisions, pulsations and vibrations, in *Dissipative Solitons : from optics to biology and medicine*, N. Akhmediev & A. Ankiewicz, eds. (Springer-Verlag, Berlin, 2008).
4. J. M. SOTO-CRESPO, M. GRAPINET, PH. GRELU & N. AKHMEDIEV, Bifurcations and multiple-period soliton pulsations in a passively mode-locked fiber laser, *Physical Review E*, **70** (6), 066612, (2004).
5. PH. GRELU & N. AKHMEDIEV, Group interactions of dissipative solitons in a laser cavity : the case of 2+1, *Optics Express*, **12** (14), 3184-3189, (2004).
6. M. OLIVIER, V. ROY, M. PICHÉ & F. BABIN, Pulse collisions in the stretched-pulse fiber laser, *Optics Letters*, **29** (13), 1461-1463, (2004)
7. M. GRAPINET & PH. GRELU, Vibrating solitons pairs in a mode-locked laser cavity, *Optics Letters*, **31** (14), 2115-2117, (2006).
8. J. M. SOTO-CRESPO, PH. GRELU, N. AKHMEDIEV & N. DEVINE, Soliton complexes in dissipative systems : vibrating, shaking and mixed soliton pairs, *Physical Review E*, **75** (1), 016613, (2007).
9. A. HABOUCHA, H. LEBLOND, M. SALH, A. KOMAROV & F. SANCHEZ, Analysis of soliton pattern formation in passively mode-locked of fiber lasers, *Physical Review A*, **78** (4), 043806, (2008).
10. F. AMRANI, A. HABOUCHA, M. SALHI, H. LEBLOND, A. KOMAROV & F. SANCHEZ, Dissipative solitons compounds in a fiber laser — Analogy with the states of matter, *Applied Physics B*, (2009)
11. S. CHOULI & PH. GRELU, Rains of solitons in a fiber laser *Optics Express*, **17** (14), 11776-11781, (2009)
12. J.M.SOTO-CRISPO, N. AKHMEDIEV, PH. GRELU & F. BELHACHE, Quantized separations of phase-locked soliton pairs in fiber lasers, *Optics Letters*, **28**, 2739 (2003).
13. J. P. GORDON, Dispersive perturbations of solitons of the nonlinear Schrödinger equation, *Journal of the Optical Society of America B*, **9**, 91-97 (1992).
14. J.M.SOTO-CRESPO, N. AKHMEDIEV & G. TOWN, Continuous-wave versus pulse regime in a passively mode-locked laser with a fast saturable absorber, *Journal of the Optical Society of America B*, **19**, 234 (2002).