

# Propagation autosimilaire et similariton optique

J. M. Dudley<sup>1</sup>, C. Billet<sup>1</sup>, P.-A. Lacourt<sup>1</sup>, R. Ferrière<sup>1</sup> & C. Finot<sup>2</sup> & G. Millot<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Département d'Optique P. M. Duffieux, FEMTO-ST CNRS UMR 6174, Université de Franche-Comté, Besançon, France

<sup>2</sup> Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne (LPUB), CNRS UMR 5027, Dijon, France  
john.dudley@univ-fcomte.fr

**Résumé.** Nous passons en revue les progrès effectués dans les études théoriques et expérimentales sur l'évolution autosimilaire et les dynamiques en optique non-linéaire ultrarapide. En particulier, nous décrivons les expériences ayant mis en lumière des aspects fondamentaux de propriétés d'échelles des similaritons optiques, impulsions à profil parabolique générés asymptotiquement dans des amplificateurs fibrés à dispersion de vitesse de groupe normale. L'utilisation des similaritons dans le développement des sources optiques à un régime de 20 fs sera aussi mis en avant.

**Abstract.** We review progress in theoretical and experimental studies of self-similar scaling and dynamics in ultrafast nonlinear optics. In particular, we describe experiments that have revealed a number of fundamental aspects of the scaling properties of the optical similariton, a pulse with a parabolic intensity profile that is generated asymptotically in optical fiber amplifiers with normal group velocity dispersion. The application of similariton pulses to the development of few-cycle optical sources in the 20 fs regime will also be considered.

## 1 Introduction

Un grand nombre de phénomènes physiques présentent des propriétés remarquables d'autosimilarité spatiale et (ou) temporelle. L'étude formelle de ces processus date du début du vingtième siècle avec la publication dans *Nature* par Lord Rayleigh et E. Buckingham de deux articles sur le "principe de similitude", connu aujourd'hui sous la désignation d'analyse dimensionnelle [1, 2]. Cette technique est extrêmement simple au regard de la puissance de son pouvoir prédictif et a été employée de manière intensive pour déterminer quantitativement les lois de divers phénomènes physiques tels que l'expansion de l'onde de choc lors d'explosions nucléaires ou l'écoulement des eaux souterraines [3].

L'autosimilarité est un concept clé de différentes disciplines scientifiques et occupe une place centrale dans les sciences non-linéaires, si bien qu'aujourd'hui l'évolution autosimilaire est le sujet d'intenses recherches dans le domaine de la photonique. En effet, celles-ci ont mis en évidence un nouveau régime de fonctionnement des amplificateurs optiques avec la génération de similaritons, classe d'impulsions optiques ultracourtes présentant un profil asymptotique parabolique et se propageant de manière autosimilaire dans une fibre amplificatrice [4].

Une récente série d'expériences sur les amplificateurs à similaritons nous ont permis d'observer directement un certain nombre de propriétés fondamentales de leur évolution autosimilaire. Parmi celles-ci un résultat particulièrement significatif a donné lieu à la démonstration des caractéristiques de similitude et a mis en évidence le régime asymptotique intermédiaire pour lequel les conditions aux limites ont disparues mais où la solution asymptotique n'a pas encore été atteinte par l'impulsion [5].

L'étude de ces différents comportements a été obtenue par le développement d'amplificateurs à similaritons spécifiques, utilisant les technologies d'amplification Raman et erbium, ainsi que par de récents progrès dans la métrologie des impulsions ultracourtes. Dans une expérience utilisant un amplificateur Raman fibré, la nature asymptotique des similaritons a été explicitement vérifiée, en introduisant dans le dispositif une large gamme d'impulsions et en montrant que les caractéristiques du similariton demeurent invariantes avec la durée et le profil de celles-ci. Il a alors pu être montré que conformément à la théorie seuls les paramètres de l'amplificateur et l'énergie de l'impulsion initiale déterminent l'évolution de l'impulsion parabolique [6].

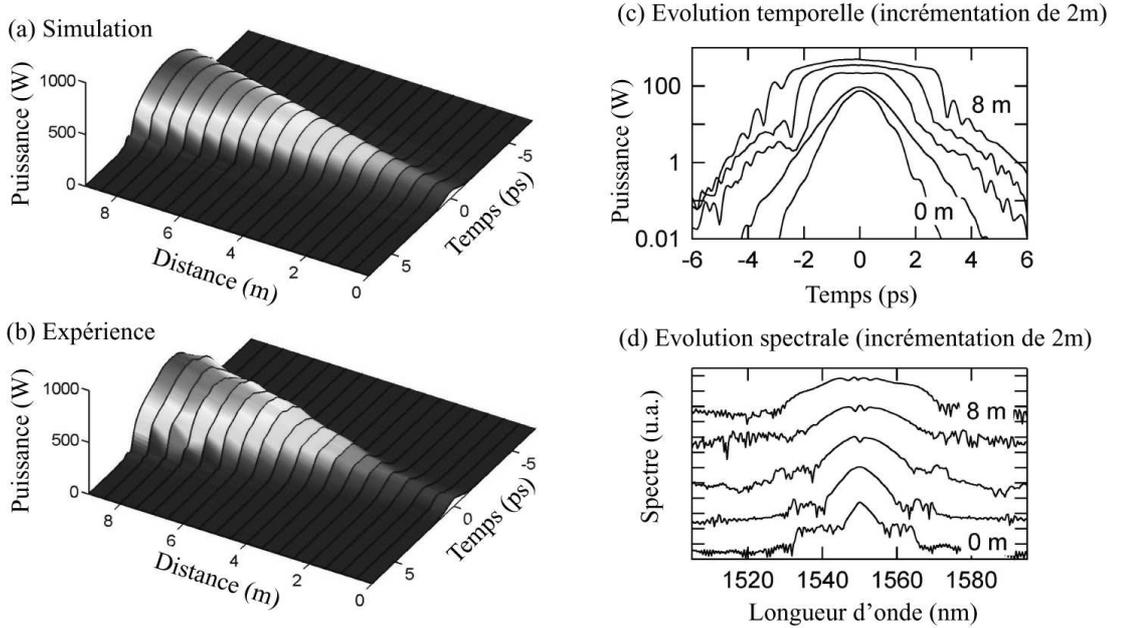
Dans une autre expérience reposant sur un amplificateur à fibre dopée erbium, la restructuration de l'impulsion initiale et son passage par un régime asymptotique intermédiaire a été étudiée. La caractérisation sur une grande dynamique du profil impulsionnel a alors permis de mettre en évidence la présence d'ailes asymptotiques intermédiaires. Au-delà de leur intérêt fondamental, les similaritons ont d'importantes applications pratiques liées à la possibilité de les comprimer de manière efficace. Les récents développements dans la technologie des fibres à bandes interdites et des fibres fortement non-linéaires, nous ont permis d'utiliser les potentialités de ces amplificateurs pour générer de manière totalement fibrée des impulsions de 20 fs.

## 2 Expérience et simulation

Le dispositif expérimental pour cette étude a été développé et optimisé à partir d'un modèle numérique de l'équation non-linéaire de Schrödinger à gain variable spectralement limité par une fonction Lorentzienne centrée à 1554 nm et de temps de relaxation  $T_2 = 80$  fs [7].

$$\frac{\partial E(z,t)}{\partial z} = -i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial t^2} + i\gamma|E(z,t)|^2E(z,t) + \frac{g(z)}{2}\int_{-\infty}^{+\infty}[G(\omega) + iF(\omega)]\tilde{E}(z,\omega)e^{-i\omega t}d\omega \quad (1)$$

$$G(\omega) = \frac{1}{1 + (\omega T_2)^2}, \quad F(\omega) = \frac{2\omega T_2}{1 + (\omega T_2)^2}, \quad g(z) = g_0 e^{z/z_g} \quad (2)$$



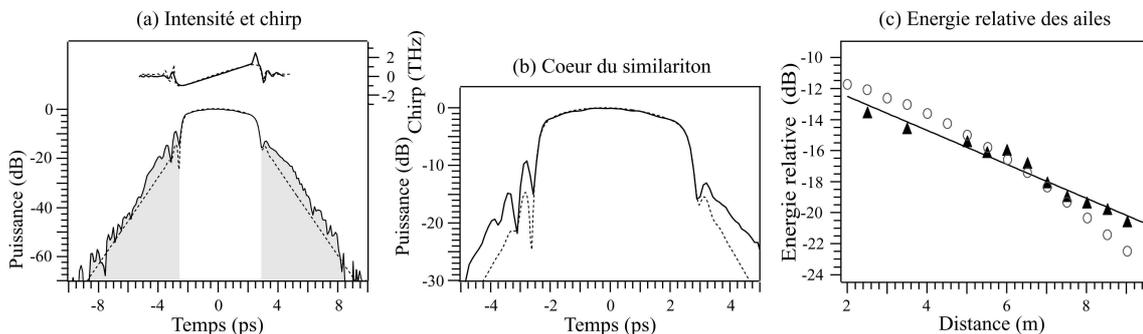
**Fig.1.** Simulation numérique de l'évolution de l'impulsion parabolique dans l'amplificateur à dispersion normale suivant les indications décrites dans le texte. **(b)** : Résultats expérimentaux obtenus à partir des mesures FROG (frequency-resolved optical gating). **(c)** : Résultats expérimentaux en échelle logarithmique mettant en évidence l'élargissement temporel et la croissance des ailes du régime asymptotique intermédiaire. **(d)** : Résultats expérimentaux en échelle logarithmique illustrant l'évolution spectrale associée.

La fibre dopée erbium utilisée lors de nos expériences offre à 1550 nm une dispersion normale  $\beta_2 = +40 \times 10^{-3} \text{ps}^2 \text{m}^{-1}$  pour un coefficient de non-linéarité estimé à  $6 \text{W}^{-1} \text{km}^{-1}$ . L'amplificateur est pompé

de manière copropagative à 1480 nm et les impulsions utilisées sont issues d'un laser solitonique FFL Pritel et présentent à l'entrée de la fibre amplificatrice une largeur à mi-hauteur de 1.7 ps pour une énergie de 109 pJ.

Dans une première expérience nous nous sommes attaché à reconstruire l'évolution du profil impulsional dans un amplificateur copropagatif de 9 m. Celle-ci a été réalisée à partir d'un processus de "cut-back", consistant à réduire par morceaux de 50 cm la longueur de fibre dopée tout en effectuant la caractérisation de l'impulsion amplifiée à l'aide d'un dispositif FROG (frequency-resolved optical gating) à grande dynamique. Pour une puissance de pompe de 140 mW, le gain d'amplification est de 13.6 dB ; les paramètres de la distribution longitudinale du gain pour notre modélisation ont alors été définis à une valeur  $g_0$  de  $0.70 \text{ m}^{-1}$  pour une distance  $z_g$  de 7 m. Celle-ci prédit alors l'évolution de l'impulsion en un similariton optique comme le montre la figure 1(a). La reconstruction expérimentale représentée sur la figure 1(b) confirme cette évolution asymptotique.

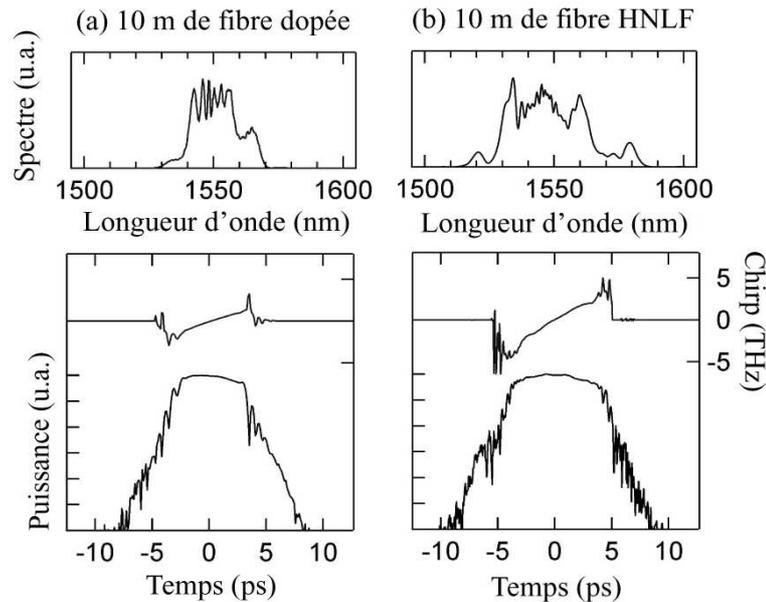
Les dynamiques d'évolution de l'impulsion expérimentale sont décrites en détail dans les figures 1(c) et (d) où les profils temporels et spectraux sont représentés tous les 2 m de propagation. Ceux-ci mettent en évidence que l'évolution du profil impulsional est associée à un élargissement dans les deux domaines, la dynamique de restructuration de l'impulsion étant particulièrement apparente dans la figure 1(c). Sur cette figure nous pouvons en effet observer que durant les quatre premiers mètres de propagation l'impulsion évolue vers un profil parabolique qui est préservé par la suite au cours de son amplification, confirmant la nature autosimilaire de l'évolution impulsionale dans la seconde moitié de l'amplificateur. La figure 1(c) met aussi en évidence la présence d'ailes de faible amplitude de part et d'autre du profil impulsional parabolique. Celles-ci se développent après 4 mètres de propagation et sont associées au régime *asymptotique intermédiaire* de la propagation autosimilaire [8]. Ces ailes sont aussi observées lors de nos simulations, comme nous pouvons l'observer sur la figure 2(a) qui compare le profil expérimental avec les résultats numériques après 7 m de propagation. Nous pouvons aussi visualiser les chirps correspondant aux profils d'intensité présentés et nous avons grisé les parties latérales de l'impulsion afin de distinguer le cœur du similariton de ses ailes. Nous notons que le modèle numérique présente un accord parfait pour le cœur parabolique de l'impulsion, et un bon accord qualitatif dans la région des ailes. En outre, bien que la figure 1(c) montre que l'amplitude absolue des ailes du similariton croisse avec la distance propagées, il est attendu que la contribution relative des ailes dans l'énergie globale de l'impulsion diminue à partir de l'entrée de celle-ci dans le régime asymptotique. Notre capacité à distinguer lors nos expériences le cœur parabolique de l'impulsion de ses ailes décroissant exponentiellement nous a permis de confirmer cette prévision théorique, résultats qui ont été corroborés par les simulations. La figure 2(c) décrit l'évolution de la fraction de l'énergie du similariton contenue dans les ailes après 3 m de propagation dans l'amplificateur.



**Fig2.** (a) : Profil d'intensité et chirp obtenus expérimentalement (trait continu) et par simulation (pointillés) après 7 m de propagation. La partie grisée représente les ailes du similariton. (b) : Représentation agrandie du cœur du similariton. (c) : Résultats de expérimentaux (triangle), de simulation (cercles) et courbe d'ajustement expérimentale (trait continu) mettant en évidence la décroissance exponentielle, de l'énergie relative dans les ailes asymptotiques du similariton au cours de la propagation de l'impulsion dans l'amplificateur.

### 3 Compression de similaritons

Compte tenu de la fibre dopée erbium utilisée lors de nos expériences, l'étendue du spectre des similaritons présentant un chirp strictement linéaire est limitée à la bande spectrale [1525 - 1570] nm, limitant la durée des impulsions comprimées susceptibles d'être obtenues à environ 250 fs. Afin d'augmenter la largeur spectrale des impulsions tout en maintenant la linéarité de leur chirp, nous procédons à une propagation autosimilaire additionnelle dans une fibre fortement non-linéaire à dispersion normale (HNLF) [9]. Dans une première étape nous construisons un nouvel amplificateur reposant sur la configuration précédemment décrite mais utilisant 10 m de fibre dopée erbium et permettant d'obtenir, dans le cas d'une puissance de pompe de 170 mW, un gain d'amplification de 13.8 dB. La figure 3(a) décrit les profils de spectre, d'intensité et de chirp relevés à la sortie de l'amplificateur. Dans le cas du dispositif présenté les largeurs temporelle et spectrale sont respectivement de 5.4 ps et de 17 nm. La sortie de la fibre dopée est ensuite fusionnée (avec une efficacité de couplage de 88%) à 10 m de fibre OFS fortement non-linéaire présentant une dispersion normale plate  $\beta_2 = 3.1 \times 10^{-3} \text{ps}^2 \text{m}^{-1}$  sur la bande spectrale [1510 - 1680] nm. La figure 3(b) met en avant le fait que la propagation dans la fibre HNLF a abouti à un élargissement temporel et spectral de l'impulsion, dont les valeurs sont alors respectivement de 6.1 ps et 34 nm, et que l'impulsion a conservé son profil d'intensité parabolique ainsi que son chirp linéaire. Cette propagation autosimilaire dans la fibre HNLF a ainsi permis de doubler la largeur spectrale du similariton tout en maintenant les propriétés asymptotiques de l'impulsion.



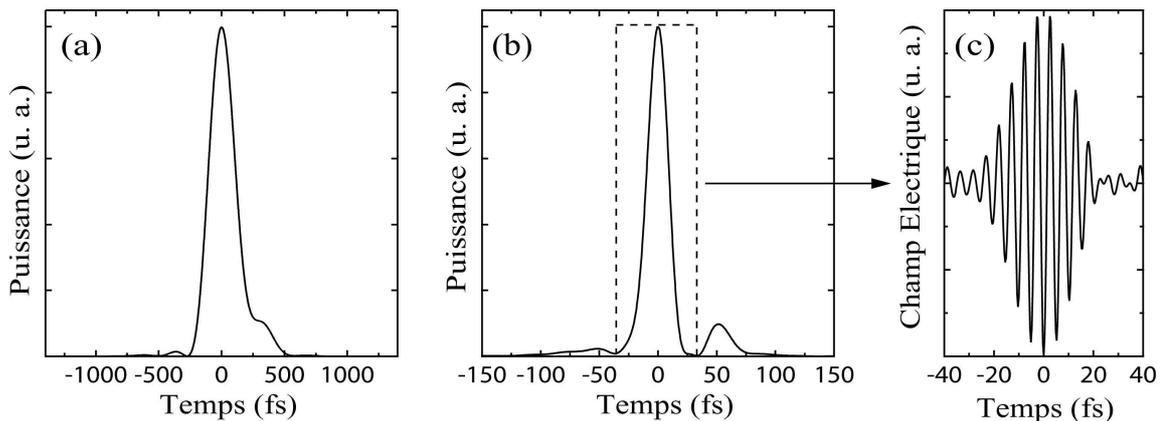
**Fig.3.** Caractéristiques impulsionnelles relevées à la sortie des 10 m de fibre dopée erbium (a) et après 10 m de fibre HNLF (b).

Les similaritons sont ensuite introduits dans une fibre à bande interdite photonique pour être comprimés linéairement [10]. Lors de nos expériences, nous avons utilisé une fibre HC-1550-02 de la société Blaze Photonics présentant une dispersion uniforme anormale  $\beta_2 = -0.1 \text{ps}^2 \text{m}^{-1}$  sur la bande spectrale [1500 - 1600] nm et les impulsions à la sortie de celle-ci ont été caractérisées à l'aide du dispositif FROG. A la sortie de ce dispositif de compression, les impulsions, dont le profil d'intensité est représenté sur la figure 4(a), ont alors une largeur temporelle de 240 fs.

La compression solitonique est un processus bien connu qui résulte d'un élargissement spectral et d'une phase de compression temporelle durant l'évolution d'un soliton d'ordre supérieur dans une fibre

optique en régime de dispersion anormale [11]. Cependant la présence de bruit dans l'impulsion initiale ou d'une dispersion d'ordre supérieure importante peut induire un processus de fission solitonique. Les études récentes sur ce phénomène, dans le contexte de la génération de supercontinuum [12-14], ont déterminé que trois conditions expérimentales sont cruciales pour minimiser ce processus. Premièrement, le bruit de l'impulsion introduite dans le dispositif optique doit être très bas afin de réduire les effets d'instabilité de modulation. Deuxièmement, les perturbations dues à la dispersion doivent être limitées par un choix approprié de la fibre optique, et comme le degré de la compression non-linéaire est proportionnel à l'ordre  $N$  du soliton introduit ( $N = (\gamma P_0 T_0^2 / |\beta_2|)^{\frac{1}{2}}$ ), une vitesse de groupe faible et des ordres supérieures de dispersion négligeables sont des critères essentiels dans ce choix. Enfin la longueur de la fibre effectuant la compression solitonique doit être définie de manière optimale afin que l'impulsion introduite atteigne sa largeur spectrale maximale. Nous retrouvons l'ensemble de ces conditions dans notre dispositif expérimental par le fait que nous utilisons les avantages (i) des propriétés intrinsèques de faible bruit des similaritons optiques, (ii) des dernières technologies de fibres fortement non-linéaires et que (iii) des mesures précises ont été effectuées par FROG à chaque étape du montage optique.

L'impulsion de 240 fs obtenue par compression linéaire du similariton dans la fibre à bande interdite photonique excite dans cette fibre fortement non-linéaire à dispersion anormale un soliton d'ordre  $N \approx 6$ . La longueur de fibre a été optimisée par l'utilisation d'un modèle numérique basé sur l'équation non-linéaire de Schrödinger incluant les effets de bruit et considérant le profil impulsionnel relevé expérimentalement. Dans le cas d'une longueur optimale de 0.5 m des impulsions de 20 fs ont pu être obtenues ; la largeur temporelle des impulsions correspond alors à 4 cycles optiques.



**Fig.4.** (a) : Profil d'intensité de l'impulsion de 240 fs caractérisée à la sortie de la fibre à bande interdite photonique. (b) : Impulsion de 20 fs obtenue par compression non-linéaire. (c) : Représentation du champ électrique du lobe principale de l'impulsion comprimée.

## 4 Conclusion

Ce travail a permis de confirmer des propriétés des amplificateurs à similaritons qui n'avaient pas été explicitement étudiées lors de précédentes expériences. Pour notre part, ces résultats représentent une nouvelle étape dans le développement des technologies et des applications reposant sur les impulsions paraboliques, et nous espérons que des études plus poussées permettront d'améliorer les performances du système présenté dans sa résistance aux perturbations lors de la compression solitonique.

## Références

1. LORD RAYLEIGH, *Nature*, **95**, 66-68 (1915).

2. E. BUCKINGHAM, *Nature*, **96**, 396-397 (1915).
3. G. I. BARENBLATT, *Scaling*, *Cambridge Texts in Applied Mathematics*, Cambridge University Press, (2003).
4. M. E. FERMAN, V. I. KRUGLOV, B. C. THOMSEN, J. M. DUDLEY & J. D. HARVEY, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 6010-6013 (2000).
5. C. BILLET, J. M. DUDLEY, N. JOLY & J. C. KNIGHT, *Opt. Express*, **13**, 3236-3241 (2005).
6. C. FINOT, G. MILLOT & J. M. DUDLEY, *Opt. Lett.*, **29**, 2533-2535 (2004).
7. S. CHI & C.W. CHANG, *Opt. Comm.*, **106**, 193-196 (1994).
8. V. I. KRUGLOV, A. C. PEACOCK, J. D. HARVEY & J. M. DUDLEY, *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 461-469 (2002).
9. D. ANDERSON, M. DESAIX, M. KARLSON, M. LISAK & M.L. QUIROGA-TEIXEIRO, *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**, 1185-1190 (1993).
10. C. J. S. DE MATOS, S. V. POPOV, A. B. RULKOV, J. R. TAYLOR, J. BROENG, T. P. HANSEN & V. P. GAPONTSEV, *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 103901 (2004).
11. G.P. AGRAWAL, *Nonlinear Fiber Optics*, 3<sup>rd</sup> Ed, Academic Press, New York (2001).
12. J.M. DUDLEY & S. COEN, *Opt. Lett.*, **27**, 1180-1182 (2002).
13. J.N. KUTZ, C. LUNGA & B.J. EGGLETON, *Opt. Express*, **13**, 3989-3998 (2005).
14. M.A. FOSTER, A.L. GAETA, Q.CAO & R.TREBINO, *Opt. Express*, **13**, 6848-6855 (2005).