



HAL
open science

Interactions et collisions de similaritons optiques

Christophe Finot, Guy Millot

► **To cite this version:**

Christophe Finot, Guy Millot. Interactions et collisions de similaritons optiques. *Physicalia Magazine*, 2005, 27, pp.355-364. hal-03141005

HAL Id: hal-03141005

<https://hal.science/hal-03141005>

Submitted on 14 Feb 2021

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.

Interactions et collisions de similaritons optiques

Christophe FINOT et Guy MILLOT

Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne
UMR CNRS 5027, 9 Avenue A. Savary, BP 47 870
21078 Dijon Cédex France

christophe.finot@u-bourgogne.fr

We investigate theoretically and experimentally the dynamics of the self-similar amplification of two optical parabolic pulses in a normally dispersive Raman amplifier. The interaction between pulses of same wavelengths creates an oscillation which further evolves into a train of dark solitons through the combined effects of non-linearity, normal dispersion and adiabatic Raman gain. In the case of pulses of different wavelengths, collisions can occur. We demonstrate that similaritons are stable against collisions: they interact during their overlap but regain their parabolic shape after collision. The collision induces a sinusoidal modulation inside the overlap region, whose frequency decreases during the interaction. Studies of the pulse spectrum evidence that similaritons interact with each other through cross phase modulation. Theoretical predictions are in good agreement with experimental results.

1. Introduction

En assurant un guidage efficace de la lumière avec des pertes minimales, la fibre optique a révolutionné le domaine des télécommunications, permettant ainsi l'avènement des communications optiques à très longue distance et à très haut débit. Si les performances de la fibre optique sont remarquables, cet élément n'est pas pour autant parfait : les impulsions lumineuses sont notamment soumises durant leur propagation à deux effets qui vont affecter profondément leurs propriétés :

➤ **la dispersion chromatique** entraîne une dépendance de la vitesse de propagation (*i.e.* de l'indice optique) de l'impulsion en fonction de la fréquence. Cet effet sera d'autant plus sensible que l'impulsion sera brève. En jouant sur les propriétés de guidage de la fibre, il est possible d'obtenir soit une dispersion normale (*dans quel cas les fréquences élevées se propageront plus lentement que les fréquences basses*), soit son contraire, une dispersion alors qualifiée d'anormale.

➤ **la non-linéarité** liée à l'effet Kerr conduit à une variation de l'indice du matériau en fonction de l'intensité de l'impulsion lumineuse. L'une des conséquences sera l'auto-modulation de la phase de l'impulsion [1].

L'équation de Schrödinger non-linéaire (*ESNL*) permet de modéliser l'impact de ces deux effets sur l'évolution du champ électrique complexe $\psi(z,T)$ d'une impulsion dans une fibre optique monomode [2] :

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial T^2} - \gamma |\psi|^2 \psi \quad , \quad (1)$$

avec β_2 le coefficient de dispersion d'ordre 2, γ le coefficient non-linéaire Kerr, z la distance de propagation et T le temps dans un repère se déplaçant à la vitesse de groupe de l'impulsion.

La résolution analytique ou bien numérique de cette équation a conduit à la prédiction d'une grande variété de comportements. Il a, par exemple, été montré que les seules impulsions capables de se propager sans modification de leurs propriétés temporelles ou spectrales étaient les solitons. Les solitons seront brillants en régime de dispersion anormale [3] (*figure 1a*) ou bien sombres dans le régime de dispersion normale [4] (*figure 1b*). Les autres types d'impulsions (*figure 1c*) connaîtront une modification de leur forme [5].

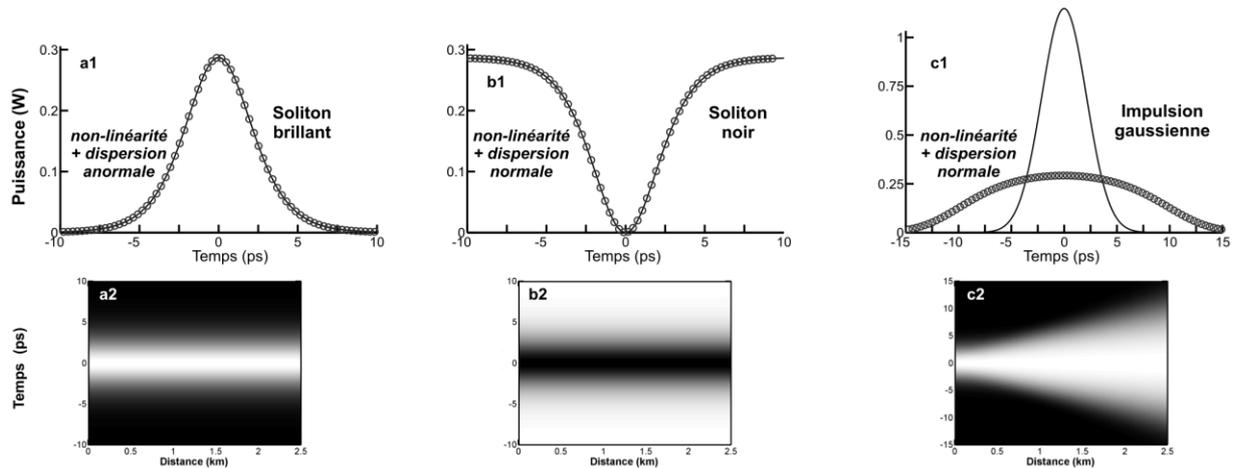


Figure 1 : Évolution de différentes formes d'impulsions dans 5.3 km de fibre optique passive ayant pour paramètres : $\gamma = 2.0 \cdot 10^{-3} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, $\beta_2 = -4.6 \cdot 10^{-3} \text{ ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$ pour (a) et $\beta_2 = 4.6 \cdot 10^{-3} \text{ ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$ pour (b) et (c).

(a1, b1, c1) Les profils d'intensité initiaux (*traits pleins*) sont comparés avec les profils d'intensité après propagation (*cercles*). Les solitons brillants et noirs (*respectivement de profil initial en sech^2 et tanh^2*) peuvent se propager sans déformation dans une fibre à dispersion respectivement anormale et normale. Par contre, une impulsion gaussienne subira une modification importante de sa forme.

(a2, b2, c2) Évolution suivant la distance de propagation du profil d'intensité de l'impulsion. Pour chaque distance de propagation, l'intensité maximale a été normalisée à 1. Les intensités élevées sont représentées par des teintes claires et les intensités faibles par des teintes sombres.

La fibre optique peut également être utilisée comme support pour amplifier la lumière, que ce soit grâce à des fibres optiques dopées terres-rares [6] ou bien en exploitant l'effet Raman [7]. Si les premières applications de l'amplification par fibre optique ont permis de révolutionner les communications à longue distance, les technologies fibrées trouvent maintenant une nouvelle application dans le domaine de la génération d'impulsions optiques ultracourtes ($< 1 \text{ ps}$) de forte énergie, proposant ainsi une alternative aux lasers de type titane-saphir. Malheureusement, lorsqu'une impulsion est amplifiée dans une fibre optique, la puissance crête augmentant, les effets non-linéaires seront de plus en plus marqués, ce qui pourra donner lieu à des effets indésirables non négligeables.

L'ESNL auquel est ajouté un terme de gain (*supposé ici constant longitudinalement et spectralement*) permet de modéliser la propagation de l'impulsion dans l'amplificateur :

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} = i \frac{g}{2} \psi + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \gamma |\psi|^2 \psi \quad , \quad (2)$$

avec g le coefficient de gain.

La figure 2 montre l'évolution obtenue par simulations numériques d'une impulsion initialement gaussienne. La combinaison du gain, de la non-linéarité et des effets dispersifs conduit à une modification profonde du profil de l'impulsion. La situation la plus critique est celle d'une dispersion anormale (*figure 2a*) où l'impulsion subit une compression temporelle, suivie d'un éclatement en une multitude de sous impulsions [8]. L'évolution est tout à fait

différente dans le cas d'une fibre amplificatrice à dispersion normale (*figure 2b*) : l'impulsion s'élargit temporellement et acquiert progressivement un profil d'intensité parabolique [9].

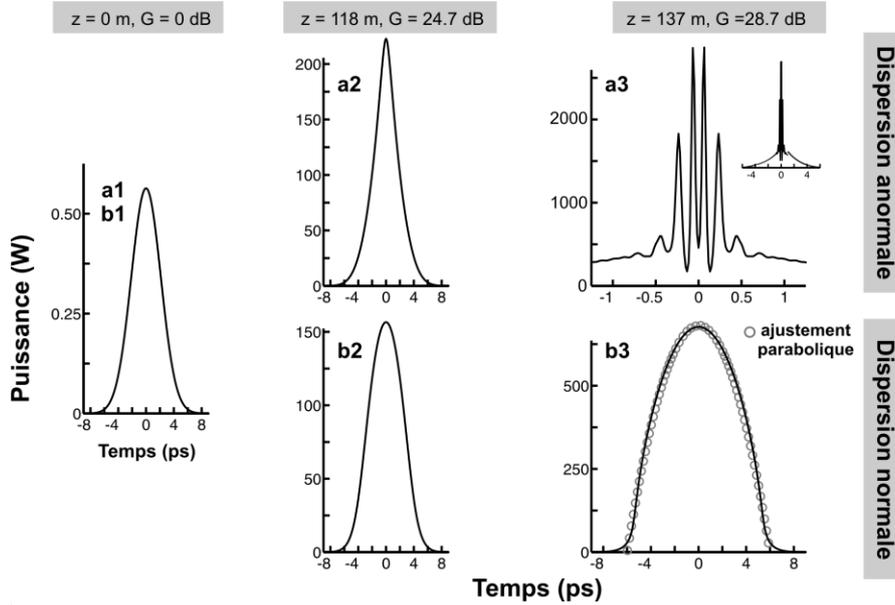


Figure 2 : Évolution d'une impulsion gaussienne dans un amplificateur à dispersion anormale (a1-3) ou bien normale (b1-3). L'impulsion initiale, de largeur temporelle totale à mi-hauteur 5 ps et d'énergie initiale 3 pJ est amplifiée dans une fibre ayant pour paramètres $\gamma = 2.0 \cdot 10^{-3} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, $\beta_2 = \pm 4.6 \cdot 10^{-3} \text{ ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$ et $g = 0.048 \text{ m}^{-1}$ (G est le gain intégré sur une distance z). Le profil d'intensité après 137 m de propagation dans une fibre à dispersion normale est ajusté par une forme parabolique.

2. Le similariton optique

Comme l'impulsion ne se divise pas en sous-impulsions, le régime de dispersion normale semble le mieux adapté pour atteindre des énergies importantes. Une solution asymptotique (*valable pour $z \rightarrow \infty$*) de l'équation (2) a été récemment proposée [9] et prédit que toute impulsion initiale tend à acquérir un profil d'intensité parabolique associé à une dérive de fréquence (*chirp*) linéaire. L'expression de cette solution est ainsi donnée par :

$$\begin{cases} \psi_p(z, T) = A_p(z) \sqrt{1 - \frac{T^2}{T_p^2(z)}} \exp\left(-i \frac{C_p}{2} T^2\right) & \text{si } |T| \leq T_p \\ \psi_p(z, T) = 0 & \text{sinon} \end{cases}, \quad (3)$$

avec

$$A_p(z) = \frac{1}{2} U_{ini}^{1/3} \left(\frac{g}{\sqrt{\beta_2} \gamma / 2} \right)^{1/3} \exp\left(\frac{g}{3} z\right)$$

$$T_p(z) = 3 U_{ini}^{1/3} \frac{\sqrt[3]{\beta_2} \gamma / 2}{g^{2/3}} \exp\left(\frac{g}{3} z\right)$$

$$C_p = \frac{g}{3 \beta_2}$$

U_{ini} énergie de l'impulsion initiale.

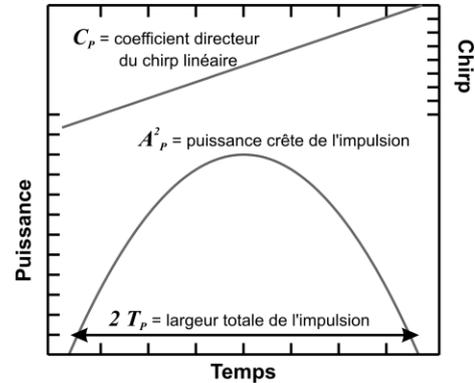


Figure 3 : Paramètres caractéristiques d'une impulsion parabolique. Le chirp temporel est l'opposé de la dérivée temporelle de la phase de l'impulsion.

L'amplitude A_P et la largeur temporelle T_P ont la même dépendance longitudinale. Il s'agit donc d'un très bel exemple de propagation auto-similaire, propriété qui donnera à cette impulsion le nom de « **similariton optique** ». Une autre propriété remarquable est l'indépendance de l'impulsion générée après amplification vis-à-vis de la forme de l'impulsion initiale [9, 10].

Comme l'équation (2) ne tient pas compte de la nature de l'amplification, les similaritons ont pu être mis en évidence expérimentalement aussi bien dans une fibre dopée terre-rare (*erbium* [11] ou *ytterbium* [9, 12]) que dans un amplificateur Raman [13].

Nous nous attacherons plus particulièrement dans cet article à l'amplification Raman. Le montage de génération de similaritons est alors présenté figure 4a. Tous les éléments sont des éléments disponibles commercialement et compatibles avec une utilisation aux longueurs d'onde des télécommunications optiques. Les simulations numériques (figure 4b) indiquent qu'avec les paramètres expérimentaux disponibles, il est possible d'observer la propagation auto-similaire d'impulsions paraboliques.

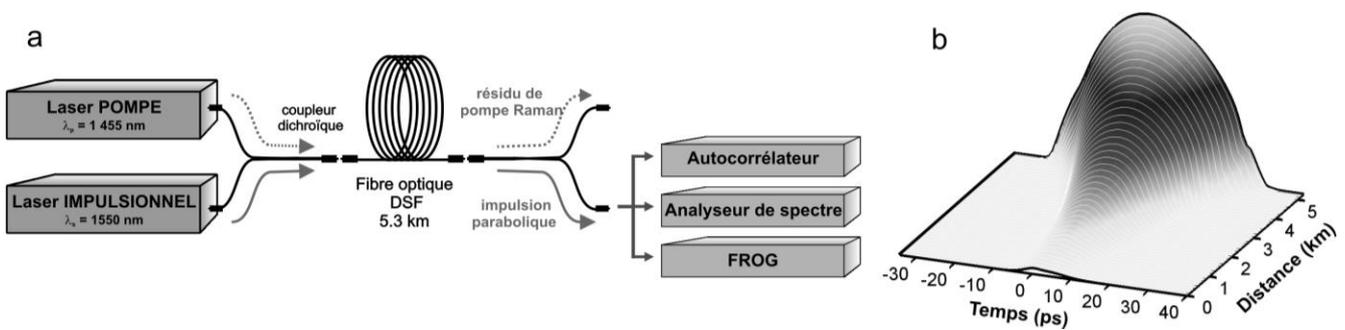


Figure 4 : (a) Montage expérimental de génération de similaritons par amplification Raman. Les impulsions initiales à 1550 nm, de largeur temporelle à mi-hauteur 5 ps et d'énergie 3 pJ, sont amplifiées dans un amplificateur Raman constitué d'une fibre optique standard à zéro de dispersion décalé dont les paramètres sont $\gamma = 2.0 \cdot 10^{-3} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ et $\beta_2 = 4.6 \cdot 10^{-3} \text{ ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$. Une puissance de pompe de 1.2 W permet d'obtenir un gain intégré G de 22.3 dB. (b) Évolution numérique du profil d'intensité durant l'amplification.

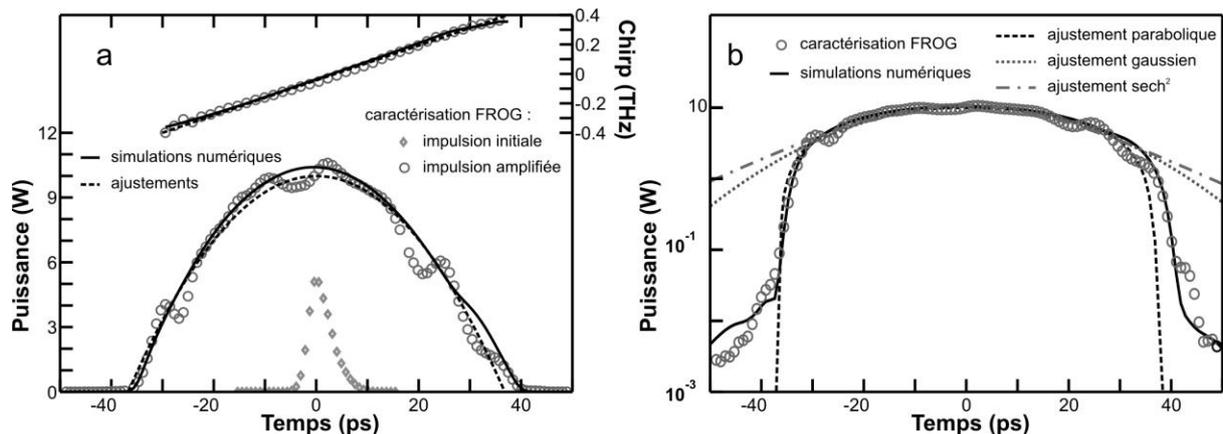


Figure 5 : Caractérisation expérimentale en intensité et en chirp des impulsions avant et après amplification. Ces résultats sont comparés aux résultats issus des simulations numériques ainsi qu'à différents ajustement : (a) ajustement linéaire du profil de chirp et parabolique du profil d'intensité ; (b) comparaison sur une échelle logarithmique d'ajustements parabolique, gaussien ou bien par une sécante hyperbolique

En sortie de l'amplificateur, les impulsions sont caractérisées par la technique FROG (*Frequency Resolved Optical Gating* [14]) qui permet d'accéder à la fois au profil d'intensité temporel de l'impulsion optique, mais également à son profil de chirp. Les résultats d'une telle caractérisation sont présentés Figure 5 et sont en accord avec un ajustement linéaire du

profil de chirp et un ajustement parabolique du profil d'intensité marqué notamment par une décroissance rapide des flancs de l'impulsion. L'accord obtenu avec des simulations numériques incluant la forme exacte du gain Raman et des effets d'ordre supérieur est excellent [15].

3. Applications des similaritons optiques

Hormis son intérêt fondamental, le similariton optique a suscité un engouement important pour les différentes applications qu'il laisse entrevoir. Ainsi, en raison de sa dérive de fréquence linéaire, le similariton peut très facilement être recomprimé [9, 12], conduisant à des impulsions ultra-brèves (*de l'ordre de la centaine de femtosecondes*) avec des puissances crête considérables (*plusieurs MégaWatts*). L'évolution auto-similaire d'impulsions a également été mise à profit dans les lasers [16].

D'autres types d'applications ont été plus récemment démontrés, comme l'utilisation dans le domaine des télécommunications optiques pour générer des trains multiplexés en longueur d'onde [17]. Un autre domaine où les similaritons peuvent être exploités est celui de la régénération de signaux télécom à haut-débit (*40 Gbit/s*) [18] : l'utilisation d'un amplificateur à similaritons suivi par un filtrage spectral à l'aide d'un réseau de Bragg dont la fréquence d'onde centrale a été décalée permet ainsi d'éliminer les impulsions parasites de faible amplitude qui apparaissent dans les télécommunications à longue distance.

L'utilisation des propriétés originales des similaritons a également permis de proposer un nouveau type de dispositif de mise en forme d'impulsions, particulièrement robuste vis-à-vis des variations des paramètres de l'impulsion initiale [19].

4. Interactions de similaritons

Si la dynamique d'une impulsion similariton isolée est désormais bien cernée [9], ce n'est pas le cas pour l'évolution d'une paire d'impulsions. Nous avons donc cherché à étudier théoriquement et expérimentalement cette situation en isolant deux configurations, suivant que les impulsions initiales avaient ou non la même fréquence centrale.

Commençons tout d'abord par le cas de deux impulsions de même longueur d'onde centrale mais séparées temporellement d'une durée ΔT_0 [20]. En raison de leur évolution auto-similaire, les deux impulsions vont alors progressivement s'étaler jusqu'à se recouvrir. Le front montant de la première impulsion interagit alors avec le front descendant de la seconde. Comme les similaritons sont des impulsions linéairement chirpées, nous avons donc, dans la zone de recouvrement, une superposition de deux fréquences instantanées différentes, ce qui va induire un battement sinusoïdal de fréquence $f_s = C_p \Delta T_0 / 2\pi$. En effet, la superposition linéaire de deux similaritons centrés à $-\Delta T_0/2$ et $\Delta T_0/2$ conduit à l'expression du profil d'intensité suivante dans la zone de recouvrement :

$$|\psi_{INT}(T)|^2 = 2|A_p|^2 \left\{ 1 - \frac{1}{T_p^2} \left(T^2 + \frac{\Delta T_0^2}{4} \right) + \cos(2\pi f_s \Delta T_0) \sqrt{1 - \left(\frac{T + \Delta T_0/2}{T_p} \right)^2} \sqrt{1 - \left(\frac{T - \Delta T_0/2}{T_p} \right)^2} \right\} \quad (4)$$

Hors de la zone de recouvrement, nous constatons que la dynamique des impulsions n'est pas affectée par la présence d'une impulsion voisine.

En raison de la non-linéarité et du gain (*adiabatique dans le cas d'une amplification Raman*), le battement sinusoïdal va ensuite progressivement évoluer vers un train de solitons noirs (*figure 6d*). Nous démontrons donc ici un moyen original de générer un train de solitons noirs à très haut-débit ($> 200 \text{ GHz}$) [20].

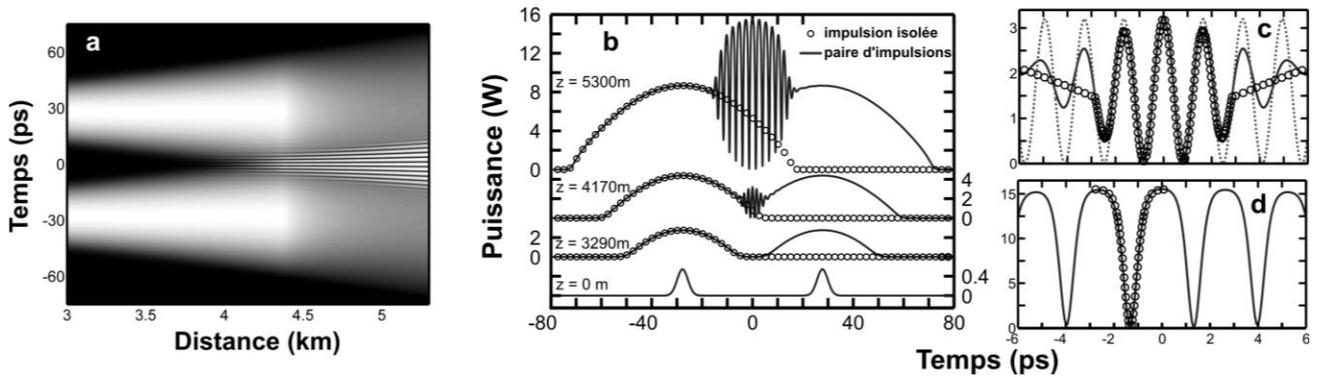


Figure 6 : Simulations numériques, basées sur l'équation (2), de l'amplification d'une paire d'impulsions de même fréquence centrale, décalées de $\Delta T_0 = 55$ ps. **(a)** Évolution suivant la distance de propagation. **(b)** Détail du profil d'intensité pour différentes distances. **(c)** Le profil d'intensité à $z = 4170$ m dans la zone centrale de recouvrement (*ligne continue*) est comparé avec un ajustement sinusoïdal de fréquence f_s (*ligne pointillée*) et avec l'expression obtenue en se basant sur l'hypothèse d'un recouvrement linéaire des impulsions (*cercles, équation (4)*) **(d)** Le profil d'intensité après 5300 m de propagation est comparé avec la forme caractéristique d'un soliton noir (*cercles*).

Nous avons réalisé expérimentalement l'interaction de deux similaritons Raman. Les signaux d'autocorrélation et les spectres ont alors été enregistrés. Les résultats obtenus, présentés figure 7, sont en bon accord avec les prédictions numériques.

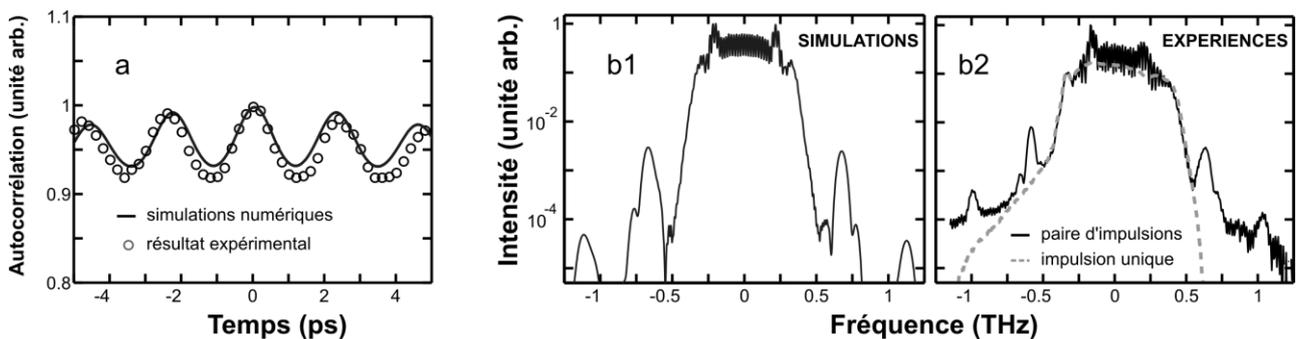


Figure 7 : **(a)** Le signal d'autocorrélation expérimental de la paire d'impulsions en sortie de l'amplificateur est en accord avec les prédictions numériques **(b1)** Le spectre théorique de la paire d'impulsions en sortie de l'amplificateur montre l'apparition de pics secondaires espacés d'une fréquence caractéristique du taux de répétition du train de solitons noirs générés. **(b2)** Spectres expérimentaux d'un similariton seul et d'une paire de similaritons.

5. Collision de deux impulsions

Étudions maintenant la situation où les deux impulsions ont des longueurs d'onde différentes [21]. Dans ces conditions, en raison de la dispersion chromatique, les deux impulsions se propageront dans l'amplificateur à des vitesses différentes. Il est alors possible d'assister à une situation de collision. Nous considérons ici des vitesses de groupe suffisamment différentes pour assister à une séparation des impulsions après collision.

Durant la collision, le recouvrement des deux impulsions se traduit par l'apparition d'un battement temporel sinusoïdal et par la modification du spectre (*figure 8*). Pour étudier expérimentalement les effets intervenant durant la phase de recouvrement, nous faisons varier l'écart temporel ΔT_{COLL} entre les deux impulsions en sortie de l'amplificateur où nous enregistrons le spectre et le signal d'autocorrélation.

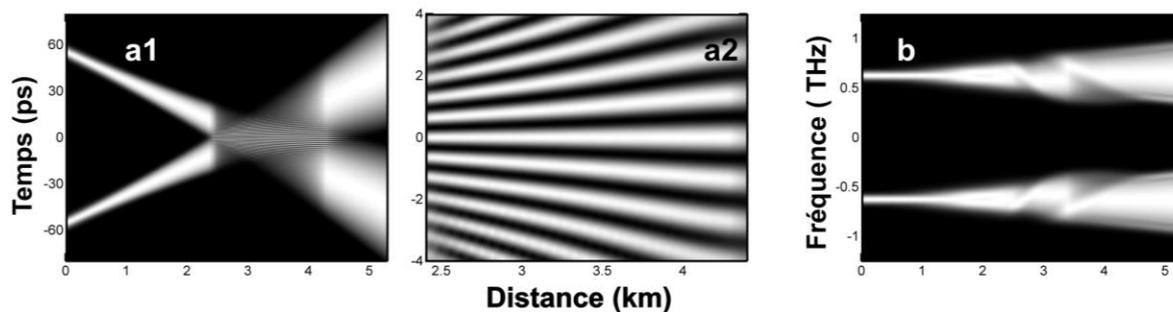


Figure 8 : Évolution longitudinale du profil d'intensité temporel (**a1- a2**) et spectral (**c**) de deux impulsions décalées temporellement de 110 ps et fréquentiellement de 1.25 THz. (la figure **a2** représente une vue agrandie de **a1**).

Les résultats théoriques et expérimentaux (*figure 9*) montrent que durant la collision, le profil temporel d'intensité est marqué par l'apparition d'un battement sinusoïdal dû à la superposition linéaire des fréquences instantanées différentes des similaritons. La fréquence du battement f_{COLL} décroît ainsi linéairement au cours de la collision, en très bon accord avec des simulations numériques et conformément à l'hypothèse d'un recouvrement linéaire qui prédit une fréquence $f_{COLL} = (\Omega - C_P \Delta T_{COLL}) / 2\pi$. Les simulations numériques indiquent également qu'un similariton retrouve, après collision, un profil d'intensité temporel parabolique non affecté par les interactions ayant eu cours durant la phase de recouvrement.

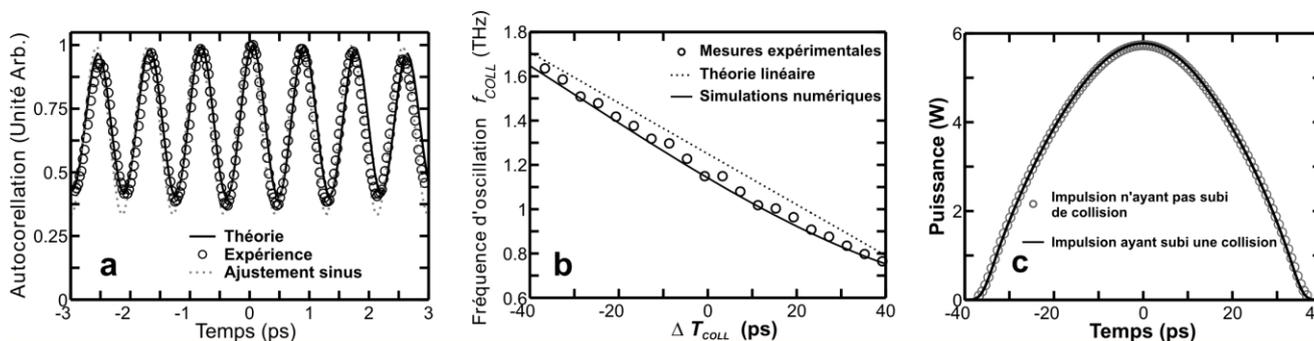


Figure 9 : Comparaison des résultats expérimentaux, numériques et des résultats basés sur l'hypothèse d'un battement sinusoïdal lié à la superposition linéaire des deux similaritons (a) Signal d'autocorrélation pour $\Delta T_{COLL} = 0$ ps (b) Évolution de la fréquence du battement f_{COLL} en fonction de ΔT_{COLL} . (c) Simulations numériques du profil d'intensité en sortie de l'amplificateur d'un similariton ayant subi une collision et d'un similariton n'ayant pas été affecté par une collision.

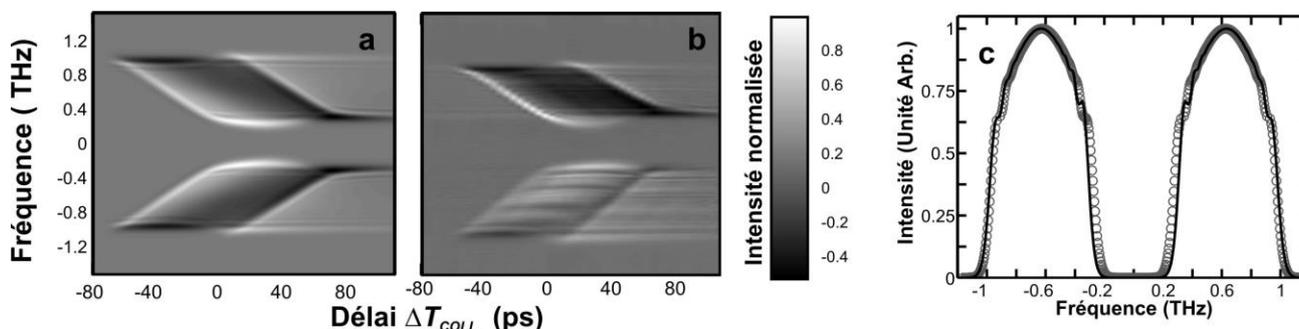


Figure 10 : Différence entre le spectre d'impulsions subissant une collision et le spectre d'impulsion n'ayant pas subi de collision : résultats numériques (a) et résultats expérimentaux (b). (c) Spectre en sortie de l'amplificateur d'un similariton ayant subi une collision (ligne) et d'un similariton n'ayant pas été affecté par une collision (cercles).

Nous avons représenté figure 10a l'évolution, obtenue numériquement, de la différence entre le spectre d'impulsions ayant subi une collision et le spectre d'impulsions n'ayant pas subi de collision. Nous constatons alors que, durant la collision, le spectre subit des modifications, modifications expliquées par la modulation de phase croisée intervenant entre les deux impulsions. Les résultats expérimentaux (*figure 10b*) confirment ces résultats numériques. Les simulations numériques présentées figure 10c montrent que, contrairement aux solitons, le profil spectral des similaritons a été légèrement modifié par la collision.

6. Conclusion

Nous avons montré théoriquement et expérimentalement que l'interaction de similaritons optiques dans un amplificateur Raman à fibre à dispersion normale se traduisait par l'apparition, dans la zone de recouvrement, d'un battement sinusoïdal qui évolue progressivement, en raison de la non-linéarité et du gain adiabatique, vers un train de solitons noirs. La collision de deux similaritons optiques est, quant à elle, marquée par l'apparition d'un battement sinusoïdal dont la fréquence diminue progressivement au cours du recouvrement. Les effets de modulation de phase croisée modifient le profil spectral des impulsions. Néanmoins, après collision, les caractéristiques essentielles des similaritons sont préservées.

Références

1. R.H. Stolen and Q. Lin, *Self-phase modulation in silica optical fibers*. Phys. Rev. A, **1978**, vol **17**(4), p. 1448-1453.
2. G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics, Third Edition*. **2001**: San Fransisco, CA : Academic Press.
3. A. Hasegawa and F. Tappert, *Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion*. Appl. Phys. Lett., **1973**, vol **23**(3), p. 142-144.
4. A. Hasegawa and F. Tappert, *Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. II. Normal dispersion*. Appl. Phys. Lett., **1973**, vol **23**(4), p. 171-172.
5. H. Nakatsuka, D. Grischkowsky, and A.C. Balant, *Nonlinear picosecond-pulse propagation through optical fibers with positive group velocity dispersion*. Phys. Rev. Lett., **1981**, vol **47**(13), p. 910-913.
6. J. Hecht, *The evolution of optical amplifiers*, in *Optics & Photonics News*. **Aout 2002**. p. 36-39.
7. R.H. Stolen, J.P. Gordon, W.J. Tomlinson, *et al.*, *Raman response function of silica-core fibers*. J. Opt. Soc. Amer. B, **1989**, vol **6**(6), p. 1159-1166.
8. Agrawal, *Optical pulse propagation in doped fiber amplifiers*. Phys. Rev. A, **1991**, vol **44**(11), p. 7493-7500.
9. M.E. Fermann, V.I. Kruglov, B.C. Thomsen, *et al.*, *Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers*. Phys. Rev. Lett., **2000**, vol **84**(26), p. 6010-6013.
10. C. Finot, G. Millot, and J.M. Dudley, *Asymptotic characteristics of parabolic similariton pulses in optical fiber amplifiers*. Opt. Lett., **2004**, vol **29**(21), p. 2533-2535.
11. C. Billet, J.M. Dudley, N. Joly, *et al.*, *Intermediate asymptotic evolution and photonic bandgap fiber compression of optical similaritons around 1550 nm*. Opt. Express, **2005**, vol **13**(9), p. 3236-3241.
12. A. Malinowski, A. Piper, J.H.V. Price, *et al.*, *Ultrashort-pulse Yb³⁺ fiber based laser and amplifier system producing > 25 W average power*. Opt. Lett., **2004**, vol **29**(17), p. 2073-2075.
13. C. Finot, G. Millot, C. Billet, *et al.*, *Experimental generation of parabolic pulses via Raman amplification in optical fiber*. Opt. Express, **2003**, vol **11**, p. 1547-1552.
14. R. Trebino, *Frequency-Resolved Optical Gating : the measurement of ultrashort laser pulses*. **2000**: Norwell, MA : Kluwer Academic Publishers 2000.
15. C. Finot, S. Pitois, G. Millot, *et al.*, *Numerical and experimental study of parabolic pulses generated via Raman amplification in standard optical fibers*. IEEE J. Select. Top. Quantum Electron., **2004**, vol **10**, p. 1211-1218.
16. F.Ö. Ilday, J.R. Buckley, W.G. Clark, *et al.*, *Self-similar evolution of parabolic pulses in a laser*. Phys. Rev. Lett., **2004**, vol **92**(21), p. 213902.
17. Y. Ozeki, Y. Takushima, K. Aiso, *et al.*, *High repetition-rate similariton generation in normal dispersion erbium-doped fiber amplifiers and its application to multi-wavelength light sources*. IEICE Trans. Electron., **2005**, vol **88**(5), p. 904-911.
18. C. Finot, S. Pitois, and G. Millot, *Regenerative 40-Gb/s wavelength converter based on similariton generation*. Opt. Lett., **2005**, vol **30**, p. 1776-1778.
19. C. Finot and G. Millot, *Synthesis of optical pulses by use of similaritons*. Opt. Express, **2004**, vol **12**, p. 5104.
20. C. Finot and G. Millot, *Interactions of optical similaritons*. Opt. Express, **2005**, vol **13**, p. 5825-5830.
21. C. Finot and G. Millot, *Collisions of optical similaritons*. Opt. Express, **2005**, vol **13**, p. 7653-7665.