

Modulation de phase croisée lors de la collision de similaritons optiques

Christophe Finot & Guy Millot

Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne, 9 av. A. Savary, BP 47 870, 21 078 Dijon Cedex
christophe.finot@u-bourgogne.fr

Résumé. Nous étudions théoriquement et expérimentalement les effets intervenant lors de la collision de similaritons optiques dans un amplificateur Raman à dispersion normale. L'évolution temporelle du profil d'intensité montre l'apparition dans la zone de recouvrement d'une modulation sinusoïdale dont la fréquence diminue linéairement lors de la collision. L'analyse du spectre des impulsions met en évidence les effets de modulation de phase croisée qui interviennent lors de la collision. Néanmoins, après la collision, les similaritons retrouvent globalement leur forme parabolique caractéristique.

Abstract. We investigate the effects of a collision between two optical similaritons. We theoretically demonstrate that similaritons are stable against collisions in a Raman amplifier : similaritons evolve separately in the amplifier without modification of the scaling of their temporal width and chirp and by conserving their velocities, only interact during their overlap and regain their parabolic form after collision. We show both theoretically and experimentally that the collision of two similaritons induces a sinusoidal modulation inside the overlap region, whose frequency decreases during the interaction. Theoretical and experimental studies of the pulse spectrum evidence that similaritons interact with each other through cross phase modulation.

1 Introduction

La dynamique asymptotique d'une impulsion dans un amplificateur optique fibré à dispersion normale a généré un intérêt considérable depuis la mise en évidence de similaritons optiques [1]. Sous l'influence combinée de la dispersion, du gain et de la non-linéarité, toute impulsion évolue ainsi progressivement vers un profil d'intensité parabolique associé à une dérive de fréquence (*chirp*) linéaire. La dynamique auto-similaire est alors marquée par une augmentation exponentielle de la puissance-crête et des largeurs temporelle et spectrale. Un tel comportement a pu être vérifié dans différents types d'amplificateurs : amplificateurs à base de fibres dopées terres-rares (*Ytterbium* [1] ou bien *Erbium* [2]) mais aussi amplificateurs exploitant l'effet Raman [3].

Si l'évolution d'une impulsion parabolique isolée dans un amplificateur est désormais bien cernée [1,2,3,4], il n'en est pas de même pour l'évolution d'une paire d'impulsions [5]. Deux situations peuvent alors se présenter. La première est celle où les deux impulsions initiales se propagent à la même vitesse de groupe. Nous avons alors montré que l'élargissement temporel progressif des similaritons conduit à un recouvrement linéaire des deux impulsions et à l'apparition d'un battement sinusoïdal. Ce battement évolue, en raison du gain adiabatique et de la non-linéarité, vers un train de solitons noirs [6].

Nous nous concentrons maintenant sur la seconde situation où deux impulsions initiales de même forme et même amplitude ont des vitesses différentes. Cette situation est rencontrée lorsque les deux impulsions ont des fréquences centrales différentes ou bien lorsque deux impulsions de même fréquence centrale se propagent selon chacun des axes d'une fibre optique biréfringente.

Dans ces conditions, nous pouvons assister à une collision des deux impulsions [7]. Nous présentons ici une étude des différents effets se manifestant lors d'une telle collision. Les résultats théoriques basés sur l'analyse d'un système d'équations de Schrödinger couplées [8] avec un gain constant sont comparés qualitativement et quantitativement avec des résultats expérimentaux obtenus dans un amplificateur Raman à dispersion normale.

2 Similaritons Raman

Considérons tout d'abord la propagation d'une impulsion initiale isolée de forme gaussienne ψ_g , de largeur temporelle 6 ps et d'énergie $U_0 = 2.9$ pJ. L'impulsion se propage dans un amplificateur Raman avec un gain supposé constant $g = 9.72 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$ basé sur une fibre de longueur $L = 5.3$ km à zéro de dispersion décalé (*fibre NZ-DSF*) avec un paramètre de dispersion $\beta_2 = 4.7 \cdot 10^{-3} \text{ ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$ et une non-linéarité $\gamma = 2 \cdot 10^{-3} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$. Le dispositif (*Fig. 1a*), réalisé aux longueurs d'ondes des télécommunications optiques (1550 nm), n'utilise que des éléments standards disponibles commercialement et permet un gain intégré de 20 dB. En sortie de l'amplificateur, les impulsions amplifiées sont caractérisées en intensité et en phase à l'aide d'un dispositif FROG (*Frequency Resolved Optical Gating* [9]).

Nous constatons *Fig 1b* le bon accord entre les résultats expérimentaux (*cercles*) et des ajustements paraboliques et linéaires (*lignes pointillées*) du profil d'intensité et de chirp respectivement. L'impulsion initialement gaussienne a donc évolué vers une impulsion parabolique ψ_p d'expression générale :

$$\psi_p(t) = \sqrt{P_p} \sqrt{1 - \frac{t^2}{T_p^2}} \exp\left(-i \frac{C_p}{2} t^2\right) \text{ si } |t| < T_p \quad ; \quad \psi_p(t) = 0 \text{ sinon ,} \quad (1)$$

où P_p , T_p et C_p sont respectivement la puissance crête, la demi-largeur temporelle totale et le coefficient de chirp linéaire de l'impulsion parabolique.

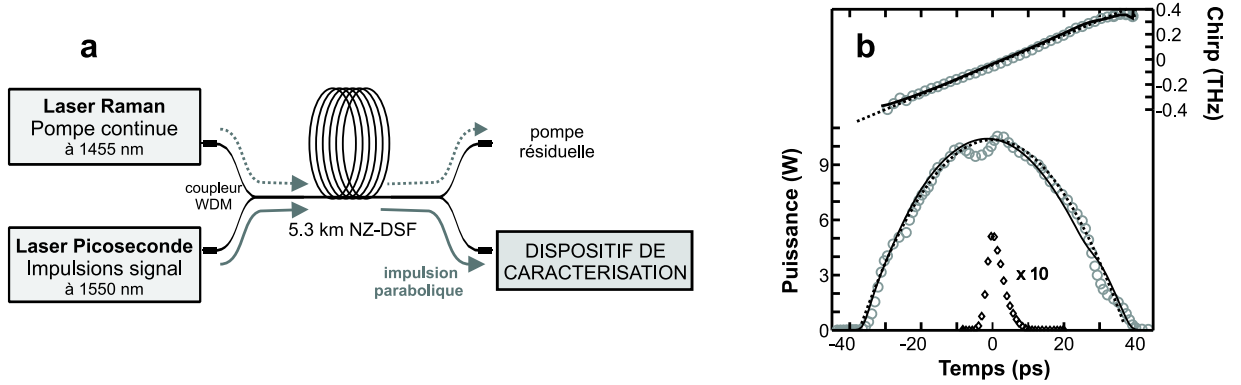


Fig.1. (a) Schéma du montage expérimental de génération d'impulsions paraboliques par amplification Raman. (b) Profils expérimentaux d'intensité et de chirp des impulsions initiales (losange, $\times 10$) et en sortie de l'amplificateur (cercles) obtenus par caractérisation FROG. Les résultats sont en bon accord avec des ajustements paraboliques et linéaires des profils d'intensité et de chirp respectivement (lignes pointillées). Les résultats de l'intégration de l'équation 2 sont représentés par des lignes continues.

Nous pouvons également comparer ces résultats expérimentaux à ceux obtenus par résolution numérique de l'équation de Schrödinger non-linéaire avec un terme de gain constant qui décrit l'évolution du champ électrique $\psi(z, t)$ d'une impulsion durant son amplification [1] :

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

Rappelons que le similariton représente une solution asymptotique de cette équation ($z \rightarrow \infty$) avec les paramètres P_p , T_p et C_p évoluant suivant :

$$\sqrt{P_p} = \frac{1}{2} \left(\frac{U_0 g}{\sqrt{\beta_2} \gamma/2} \right)^{1/3} \exp\left(\frac{g z}{3}\right), \quad T_p = 3 \left(\frac{U_0 \beta_2 \gamma/2}{g^2} \right)^{1/3} \exp\left(\frac{g z}{3}\right) \quad \text{et} \quad C_p = \frac{g}{3 \beta_2}. \quad (3)$$

3 Collision

Considérons maintenant l'amplification de deux impulsions initialement gaussiennes séparées temporellement d'une quantité ΔT_0 et décalées fréquentiellement d'une quantité $\Omega = 1.25$ THz. Le champ total initial $\psi(t, 0)$ est alors la superposition de deux gaussiennes ψ_g :

$$\psi(t, 0) = \psi_g \left(t - \frac{\Delta T_0}{2} \right) \exp \left(i \frac{\Omega t}{2} \right) + \psi_g \left(t + \frac{\Delta T_0}{2} \right) \exp \left(-i \frac{\Omega t}{2} \right). \quad (4)$$

Durant sa propagation dans l'amplificateur, chaque pulse va évoluer vers un similariton. Mais les deux impulsions se propagent, en raison de la dispersion chromatique, à des vitesses différentes. Ainsi, en régime de dispersion normale, l'impulsion ayant la plus basse fréquence se propage plus vite que l'impulsion de fréquence plus élevée, introduisant ainsi un retard ΔT_G proportionnel à la distance de propagation z : $\Delta T_G(z) = \beta_2 \Omega z$.

En se basant sur la résolution numérique de l'équation 2, nous avons représenté Fig. 2 l'évolution longitudinale des profils temporels et spectraux des impulsions dans le cas d'une collision se produisant à $z_c = 3$ km (pour une telle distance, les impulsions gaussiennes initiales ont déjà acquis les caractéristiques asymptotiques d'un similariton). Avec les paramètres utilisés, la différence de vitesse de groupe est suffisante pour permettre une séparation complète des deux impulsions après collision (cela n'aurait pas été le cas si l'élargissement temporel des similaritons avait été supérieur au retard introduit par la dispersion des vitesses de groupe).

Durant la collision, le profil temporel d'intensité est affecté par l'apparition d'une modulation sinusoïdale dans la zone de recouvrement. Nous pouvons constater Fig. 2a2 que la fréquence de ce battement diminue progressivement avec la distance d'amplification. Concernant le profil d'intensité spectral (Fig. 2b), chaque impulsion subit un élargissement spectral continu, avec une modification nette lors de la collision.

En sortie de la collision, chaque impulsion regagne sa forme parabolique et poursuit son évolution auto-similaire indépendamment de sa voisine. La nature bornée des similaritons est telle que l'interaction entre les deux impulsions est limitée à la zone de recouvrement.

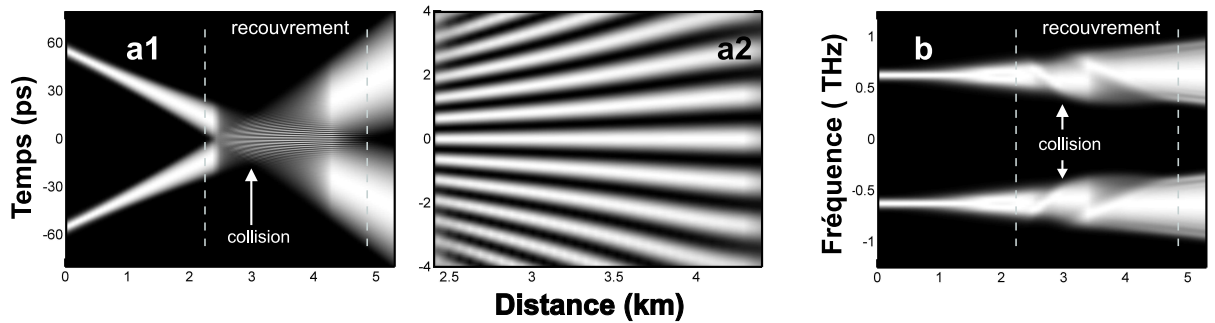


Fig.2. Évolution longitudinale du profil d'intensité temporel (a1- a2) et spectral (b) de deux impulsions décalées temporellement de 110 ps et fréquentiellement de 1.25 THz. La figure a2 représente une vue agrandie de a1. L'intensité maximale a été normalisée pour chaque distance de propagation à 1 et est représentée en blanc. Les teintes sombres correspondent aux intensités faibles

Pour étudier expérimentalement les différents effets de la collision, nous nous intéressons au champ $\psi(t, L)$ en sortie de l'amplificateur. En variant l'écart ΔT_0 entre les impulsions initiales, nous pouvons contrôler l'écart ΔT_L entre les deux impulsions en sortie de l'amplificateur ($\Delta T_L = \Delta T_G(L) - \Delta T_0$) et également contrôler la position z_c de la collision. Ainsi, pour $\Delta T_L = 0$, la collision se produit en sortie

de l'amplificateur ($z_c = L$). Les valeurs négatives et positives de ΔT_L nous permettront de décrire respectivement les effets précédant et suivant la collision.

Nous pouvons également formuler l'hypothèse qu'aucun harmonique nouveau ne se développe significativement durant l'amplification et la collision. Dans ces conditions, que nous avons pu vérifier expérimentalement, l'équation 2 peut être réécrite sous la forme d'un système de deux équations couplées [8] décrivant les évolutions séparées des deux impulsions $\psi_1(t, z)$ et $\psi_2(t, z)$ (*respectivement impulsions décalées vers les basses et hautes fréquences*) :

$$i \frac{\partial \psi_1}{\partial z} = \frac{\delta}{2} \frac{\partial \psi_1}{\partial t} + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial t^2} - \gamma \psi_1 (|\psi_1|^2 + C_x |\psi_2|^2) + i \frac{g}{2} \psi_1, \quad (5)$$

$$i \frac{\partial \psi_2}{\partial z} = -\frac{\delta}{2} \frac{\partial \psi_2}{\partial t} + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial t^2} - \gamma \psi_2 (|\psi_2|^2 + C_x |\psi_1|^2) + i \frac{g}{2} \psi_2. \quad (6)$$

avec $\delta = \beta_2 - \Omega$ la différence des vitesses de groupe et C_x le coefficient de modulation de phase croisée. Dans notre cas, C_x est égal à 2, mais le système précédent peut également modéliser la situation physique où des impulsions de même fréquence centrale se propagerait suivant chacun des axes d'une fibre biréfringente. Dans ce contexte, δ ne serait plus lié à la dispersion, mais à la biréfringence de la fibre, et le coefficient C_x de modulation de phase croisée prendrait pour valeur 2/3 (*dans l'hypothèse d'une fibre hautement biréfringente*).

4 Effets dans le domaine temporel

Etudions maintenant plus en détail l'évolution du profil temporel d'intensité des impulsions lors de la collision. Nous négligeons ici les effets non-linéaires croisés intervenant lors de la collision. Dans ces conditions, les équations 5 et 6 deviennent indépendantes et chaque impulsion poursuit son évolution temporelle indépendamment de sa voisine. Le champ total $\psi(t, L)$ en sortie d'amplificateur est donc la superposition de deux similaritons ψ_p décalés temporellement de ΔT_L et fréquentiellement de Ω :

$$\psi(t, L) = \psi_p(t - \Delta T_L/2, L) \exp(i \Omega t / 2) + \psi_p(t + \Delta T_L/2, L) \exp(-i \Omega t / 2), \quad (7)$$

ce qui conduit au profil d'intensité suivant dans la zone de recouvrement :

$$|\psi_T(t, L)|^2 = 2 P_p \left\{ 1 - \frac{1}{T_p^2} \left(t^2 + \frac{\Delta T_L^2}{4} \right) + \cos(2\pi f_s \Delta T_L) \sqrt{1 - \left(\frac{t + \Delta T_L/2}{T_p} \right)^2} \sqrt{1 - \left(\frac{t - \Delta T_L/2}{T_p} \right)^2} \right\} \quad (8)$$

La superposition des deux similaritons linéairement chirpés se traduit donc par un battement sinusoïdal de fréquence $f_s = (\Omega + C_P \Delta T_L) / 2\pi$.

Expérimentalement, nous avons enregistré le signal d'autocorrélation des impulsions en sortie de l'amplificateur (*Fig. 3a*) sur lequel apparait une modulation importante caractéristique d'une variation sinusoïdale. Le résultat expérimental est en très bon accord avec l'hypothèse retenue ou encore avec la résolution numérique de l'équation 2. Nous avons également étudié l'évolution de f_s en fonction de ΔT_L . L'évolution expérimentale observée valide a posteriori l'hypothèse d'un recouvrement quasi-linéaire des deux similaritons. Pour un meilleur accord quantitatif, nous pouvons recourir à l'intégration numérique de l'équation 2.

Nous avons également comparé *Fig. 3c* le profil d'intensité temporel d'une impulsion ayant subi une collision ($\Delta T_L = 90$ ps) avec celui d'une impulsion n'ayant pas subi de collision ($\Delta T_L = -90$ ps). Nous constatons alors que la collision n'a quasiment pas affecté le profil parabolique caractéristique de l'impulsion.

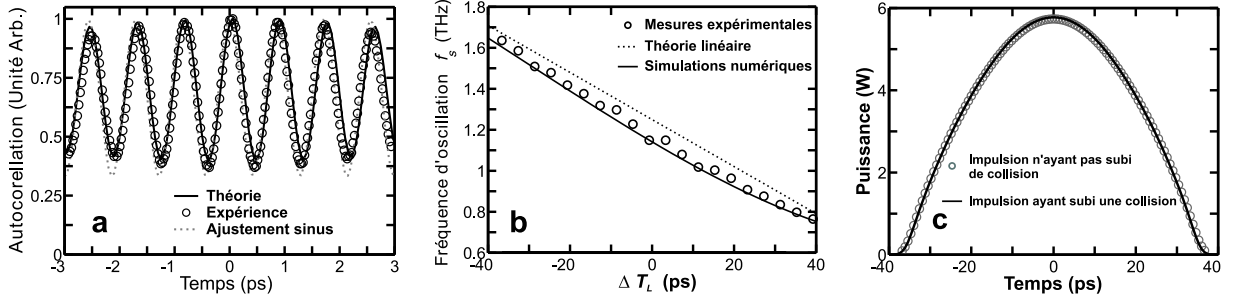


Fig.3. Comparaison des résultats expérimentaux, numériques et des résultats basés sur l’hypothèse d’un battement sinusoïdal lié à la superposition linéaire des deux similaritons (a) Signal d’autocorrélation pour $\Delta T_L = 0$ ps (b) Évolution de la fréquence du battement f_s en fonction de ΔT_L . (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.

5 Effets dans le domaine fréquentiel

Nous nous intéressons dans cette dernière partie aux changements affectant le spectre des impulsions. Pour mieux mettre en évidence les changements, nous avons soustrait pour chaque distance de propagation le spectre de l’impulsion qui aurait évolué en l’absence de sa voisine (*c’est à dire, avec un coefficient $C_x = 0$*). Les déformations visibles seront donc imputables aux effets de modulation de phase croisée : le profil d’intensité de chaque impulsion va ainsi modifier la phase de l’impulsion voisine. La phase supplémentaire φ_{x1} introduite par l’impulsion ψ_{p2} sur l’impulsion ψ_{p1} peut ainsi être exprimée par [8] :

$$\varphi_{x1}(t, L) = \gamma C_x \int_0^L |\psi_{p2}(t, z)|^2 dz \quad (9)$$

Considérons tout d’abord une impulsion parabolique ne subissant ni élargissement temporel, ni modification de la puissance-crête (Fig 4a1). La collision se manifeste alors par une déformation du spectre clairement visible Fig. 4a1. Notons qu’après la collision (*c’est à dire pour T_L supérieur à 60 ps*), le spectre redevient identique à celui précédent la collision : la collision dans ce cas est totalement élastique, ne se traduisant que par un déphasage constant égal à $4 T_p / 3 d$.

Dans la situation qui nous intéresse, l’impulsion parabolique évolue durant la collision, avec une augmentation à la fois de sa largeur temporelle et de sa puissance crête. Il apparaît donc Fig. 4a2 que la collision n’est plus élastique : en effet, il subsiste une légère modification du spectre après collision.

L’approche qualitative précédente (*qui ne prend pas rigoureusement en compte les effets dispersifs durant la collision*) est confirmée par la résolution numérique de l’équation 2 (Fig. 4a3) et par les résultats expérimentaux présentés Fig. 4a4.

Nous pouvons également comparer Fig. 4b les profils spectraux d’intensité avant et après collision : si les impulsions retrouvent bien leur profil spectral globalement parabolique, une légère déformation est néanmoins visible, avec l’apparition d’une asymétrie dans le spectre de chaque impulsion.

6 Conclusion

Nous avons analysé la dynamique de l’amplification auto-similaire d’une paire d’impulsions décalées temporellement et fréquentiellement. En raison de leur différence de vitesse de groupe, les deux impulsions entrent en collision et passent l’une à travers l’autre. La distance de collision a été contrôlée expérimentalement en modifiant le retard initial entre les deux impulsions, de telle façon que la collision se déroule entre des impulsions ayant déjà développé les caractéristiques asymptotiques. Nous avons montré que les similaritons préservent globalement leurs caractéristiques après collision. En raison de leur nature

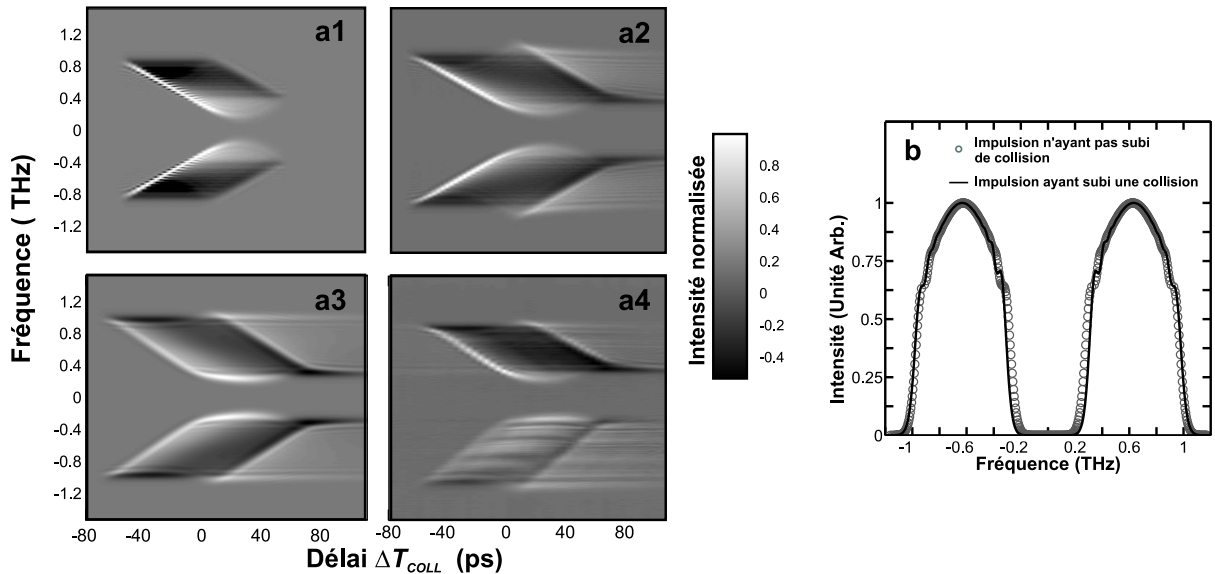


Fig.4. Différence entre le spectre d'impulsions subissant une collision et le spectre d'impulsion n'ayant pas subi de collision : utilisation de l'expression de la modulation de phase croisée (équation 9) dans le cas d'une impulsion parabolique ne subissant pas d'évolution de sa largeur temporelle ou de son amplitude crête (a1) ou bien subissant une évolution autosimilaire (a2). Ces résultats sont comparés à ceux obtenus par résolution de l'équation 2 (a3) et aux résultats expérimentaux (a4) (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).

compacte, ils évoluent indépendamment dans l'amplificateur, interagissant uniquement durant leur superposition et retrouvant leur forme parabolique au terme de la collision. La collision n'a pas d'effet notable sur l'évolution asymptotique ultérieure des impulsions, ni sur leur vitesse de propagation.

L'évolution du profil d'intensité temporel durant la collision est qualitativement explicable en formulant l'hypothèse d'une superposition linéaire des impulsions. Par contre, pour interpréter l'évolution des spectres durant la phase de recouvrement, il est indispensable de tenir compte des effets de modulation de phase croisée. Nos résultats théoriques et numériques ont été confirmés expérimentalement.

Références

1. M.E. FERMAN, V.I. KRUGLOV, B.C. THOMSEN, J.M. DUDLEY, AND J.D. HARVEY, Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers, *Phys. Rev. Lett.*, **84** (26), 6010-6013 (2000).
2. C. BILLET, J.M. DUDLEY, N. JOLY, AND J.C. KNIGHT, Intermediate asymptotic evolution and photonic bandgap fiber compression of optical similaritons around 1550 nm, *Opt. Express*, **13** (9), 3236-3241 (2005).
3. C. FINOT, G. MILLOT, C. BILLET, AND J.M. DUDLEY, Experimental generation of parabolic pulses via Raman amplification in optical fiber, *Opt. Express*, **11**, 1547-1552 (2003).
4. C. FINOT, G. MILLOT, AND J.M. DUDLEY, Asymptotic characteristics of parabolic similariton pulses in optical fiber amplifiers, *Opt. Lett.*, **29** (21), 2533-2535 (2004).
5. A.C. PEACOCK, *Self-similar amplification and propagation of parabolic pulses in optical fibers*, Master thesis at Auckland University, New-Zealand (2001).
6. C. FINOT AND G. MILLOT, Interactions of optical pulses by use of similaritons, *Opt. Express*, **13** (15), 5825-5830 (2005).
7. C. FINOT AND G. MILLOT, Collisions of optical similaritons, *Opt. Express*, **13** (19), 7653-7665 (2005).
8. G. P. AGRAWAL, *Nonlinear Fiber Optics*, Third Edition. San Francisco, CA : Academic Press (2001).
9. R. TREBINO, *Frequency-Resolved Optical Gating : the measurement of ultrashort laser pulses*, Norwell, MA : Kluwer Academic Publishers (2000).