HAL
open science

Exploitation de l'autoglissement fréquentiel soliton limité par des radiations de Cherenkov pour générer deux impulsions au décalage fréquentiel ou temporel continûment ajustable

A. Guenot, Christophe Finot, P. Petropoulos, D.J Richardson, G. Millot

To cite this version:

A. Guenot, Christophe Finot, P. Petropoulos, D.J Richardson, G. Millot. Exploitation de l'autoglissement fréquentiel soliton limité par des radiations de Cherenkov pour générer deux impulsions au décalage fréquentiel ou temporel continûment ajustable. 25èmes Journées Nationales d'Optique Guidée, Nov 2006, Metz, France. pp./. hal-00351330

HAL Id: hal-00351330

https://hal.science/hal-00351330v1

Submitted on 14 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.

EXPLOITATION DE L'AUTOGLISSEMENT FREQUENTIEL SOLITON LIMITE PAR DES RADIATIONS DE CHERENKOV POUR GENERER DEUX IMPULSIONS AU DECALAGE FREQUENTIEL OU TEMPOREL CONTINUMENT AJUSTABLE

Amélie GUENOT[1], Christophe FINOT[1,2], Periklis PETROPOULOS[2],
David RICHARDSON [2] et Guy MILLOT[1]

[1] Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne, 9 av. A. Savary, BP 47870, 21 078 Dijon
[2] Optoelectronics Research Centre, University of Southampton, Southampton SO17 1BJ, Royaume-Uni

christophe.finot@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Nous exploitons l'apparition de radiations de Cherenkov qui limitent l'autoglissement fréquentiel d'une impulsion soliton pour proposer une source de deux impulsions ultrabrèves dont, suivant l'énergie initiale, il est possible de contrôler de manière continue soit l'écart fréquentiel, soit l'écart temporel.

1. INTRODUCTION

La génération d'impulsions à de nouvelles longueurs d'ondes est un problème qui a généré beaucoup d'attention, et diverses techniques tirant profit des différents effets non-linéaires intervenant dans une fibre optique ont été proposées, comme le mélange à quatre ondes ou bien le découpage spectral d'un supercontinuum. Une autre solution consiste à utiliser l'effet Raman intrapulse qui entraîne un décalage fréquentiel progressif d'une impulsion soliton ultracourte (*SSFS – Soliton self-frequency shift* [1]). Des décalages de plusieurs centaines de nanomètres ont ainsi pu être démontrés, tout d'abord aux longueurs d'ondes des télécommunications optiques [1] où les fibres optiques présentent la dispersion anormale indispensable. L'observation du SSFS dans les longueurs d'ondes < 1.3 µm n'a été rendue possible que récemment [2], grâce à l'apparition des fibres à cristaux photoniques [3] où un arrangement périodique de trous permet de dominer la dispersion normale de la silice. Il est de plus alors possible de bénéficier d'une non-linéarité accrue. Néanmoins, une limitation au décalage spectral réalisable intervient en raison de la présence d'un second zéro de dispersion au voisinage duquel l'impulsion décalée va céder une partie de son énergie sous la forme de radiations de Chernikov [4].

Nous étudions ici l'évolution d'une impulsion ayant une énergie initiale suffisante pour se scinder en plusieurs sous impulsions chacune soumise au SFFS. Nous montrons numériquement qu'en jouant sur l'énergie initiale, nous pouvons contrôler le décalage spectral en sortie de fibre. Pour des énergies plus importantes, le décalage fréquentiel entre les deux impulsions s'annule et une modification de l'énergie initiale se traduit alors par une modification du délai temporel entre les deux impulsions. La gigue temporelle des impulsions est également étudiée.

2. MODÈLE ET INFLUENCE DE L'ÉNERGIE INITIALE

Nous étudions ici numériquement la propagation d'une impulsion ultrabrève en limite de Fourier de forme *sech*, de largeur temporelle initiale 150 fs et de longueur d'onde initiale 940 nm. Son énergie initiale pourra varier entre 50 et 200 pJ. Pour modéliser l'évolution longitudinale du champ électrique ψ lors de la propagation de l'impulsion dans une fibre, nous pouvons utiliser l'équation de Schrödinger non-linéaire sous sa forme généralisée [5] :

$$i\,\frac{\partial\psi}{\partial z} = -i\,\frac{\alpha}{2}\psi - \sum_{k=2}^{7}\frac{i^k}{k!}\,\frac{\beta_k}{}\,\frac{\partial^k\psi}{\partial t^k} - \gamma\left[1+\frac{i}{\omega_s}\frac{\partial}{\partial t}\right]\psi(z,t)\int_0^{\infty}R(t')\,\left|\psi(z,t-t')\right|^2\,dt',$$

avec R(t) la réponse non-linéaire de la silice incluant à la fois la contribution électronique instantanée et la contribution retardée Raman. α, β_i et γ sont les paramètres de la fibre utilisée décrite Fig. 1.

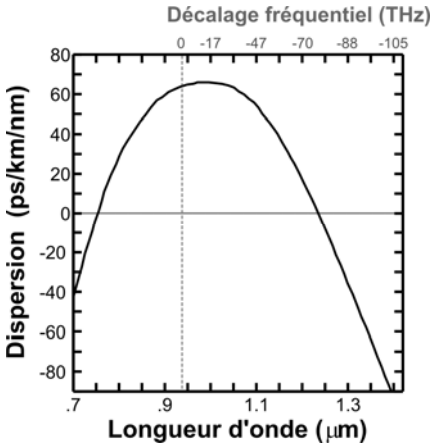

Figure 1. *Profil de dispersion de la fibre à cristaux photoniques hautement non-linéaire considérée. Ce profil est approximé par un développement de Taylor de la constante de propagation β jusqu'à l'ordre 7.*

La fibre hautement non-linéaire a un coefficient γ = 81 10^{-3} $W^{-1}.m^{-1}$ et des pertes linéaires α = 0.05 $dB.m^{-1}$.

Caractéristiques fournies par le fabricant, Fibre NL-PM 750 commercialisée par Crystal Fibre (http://www.crystal-fibre.com)

Nous avons représenté figure 2 l'évolution longitudinale du profil d'intensité spectral de l'impulsion durant sa propagation. Suivant l'énergie initiale, différents comportements apparaissent. Pour une énergie faible *(Fig. 2a)*, une impulsion se décale progressivement en fréquence, l'énergie résiduelle restant vers la fréquence centrale. Pour une énergie de 100 pJ *(Fig. 2b)*, le décalage fréquentiel de l'impulsion se voit limité après 1.2 m par l'apparition d'une onde radiative qui va alors exercer une pression s'opposant au SSFS. Une stabilisation du soliton décalé intervient alors. On peut également discerner à ce stade l'apparition d'une seconde impulsion soumise elle aussi aux effets du SFFS. Le décalage fréquentiel de cette dernière augmente avec l'énergie initiale *(Fig. 2c)* jusqu'à atteindre à son tour la limitation liée à l'apparition de radiations *(Fig. 2d)*.

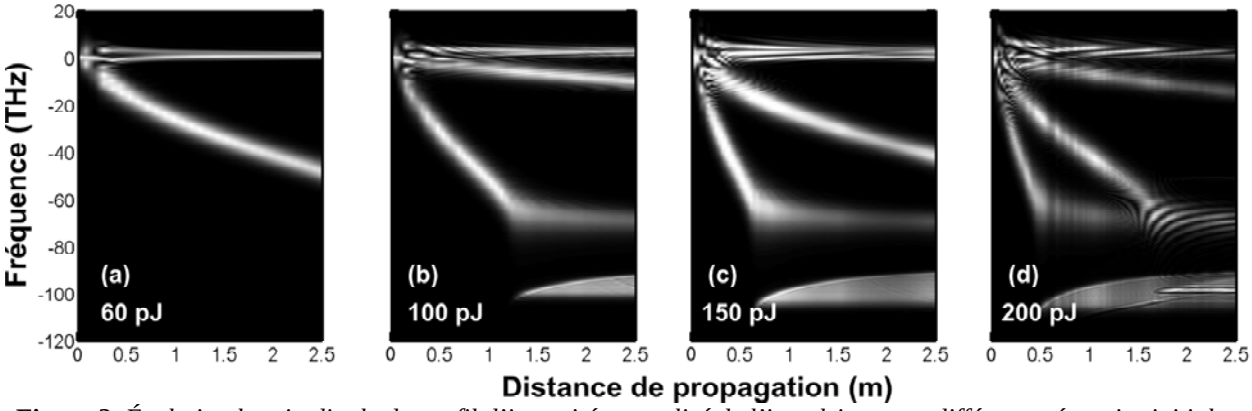

Figure 2. *Évolution longitudinale du profil d'intensité normalisé de l'impulsion pour différentes énergies initiales.*

3. CONTRÔLE DU DÉCALAGE FRÉQUENTIEL OU TEMPOREL

Nous nous concentrons sur l'évolution des propriétés des impulsions en sortie de fibre en fonction de l'énergie initiale. Les figures 3a et 3b permettent de distinguer plus facilement les différents comportements. La zone 1 correspond à l'intervalle d'énergie initiale pour lequel un seul soliton décalé en fréquence est visible et pour lequel l'énergie du soliton décalé augmente avec l'énergie initiale. L'efficacité du processus est excellente avec près de 80 % de l'énergie initiale se retrouvant dans l'impulsion décalée.

Lorsque le décalage fréquentiel approche 65 THz *(zone 2)*, une partie de l'énergie initiale est dissipée sous forme de radiations de Cherenkov. Il en résulte une stabilisation de la fréquence du soliton ainsi qu'une diminution de son énergie qui tend progressivement vers une énergie de 15 pJ. L'énergie contenue dans la partie dispersive augmente quant à elle continuent. Une diminution de la gigue temporelle peut alors être observée.

Une seconde impulsion soliton apparaît dans la zone 3 où elle subit de manière similaire à la première impulsion dans la zone 1 un décalage fréquentiel progressif. Cette zone est particulièrement intéressante car une simple modification de l'énergie initiale permet de modifier l'écart spectral entre

les deux impulsions. Nous avons donc ici une source délivrant deux impulsions ultrabrèves *(< 60 ps)* avec un décalage spectral continûment ajustable entre 0 et 45 THz.

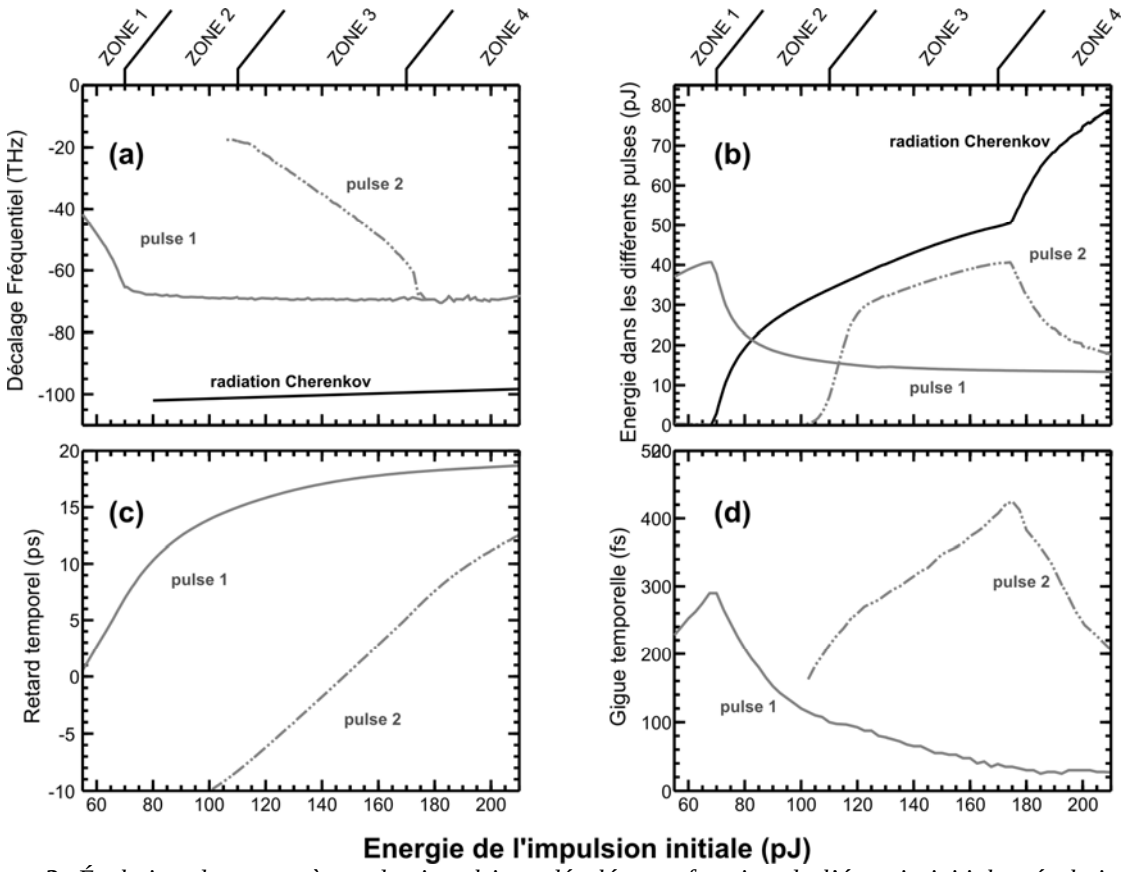

Figure 3. *Évolution des paramètres des impulsions décalées en fonction de l'énergie initiale : évolution du décalage fréquentiel (a), de l'énergie (b), du retard temporel (c) ou de la gigue temporelle (d) (valeurs de gigue temporelle consécutive à une modification de 1% de l'énergie initiale)*

La dernière zone *(zone 4)* correspond aux énergies initiales pour lesquelles la seconde impulsion est à son tour affectée par la présence du second zéro de dispersion, d'où un comportement similaire à la zone 2. Dans cette zone, les impulsions ont désormais la même fréquence centrale mais sont décalées temporellement, ce qui est également visible figure 2d par l'apparition d'une modulation du spectre. La figure 3c montre alors que toute modification de l'énergie initiale se traduira par une modification de l'écart temporel entre ces deux impulsions. Nous avons donc une source de deux impulsions ultrabrèves de même fréquence et d'énergie voisine dont l'écart temporel peut être continûment ajusté en jouant sur l'énergie initiale.

CONCLUSION

Nous avons montré que l'apparition de radiations de Cherenkov qui limitent l'autoglissement fréquentiel peut être exploitée pour proposer une source de deux impulsions ultrabrèves dont, suivant l'énergie initiale, il est possible de contrôler de manière continue soit l'écart fréquentiel, soit l'écart temporel.

RÉFÉRENCES

[1] F.M. Mitschke and L.F. Mollenauer, Opt. Lett., **1986**, vol **11**, p. 659-661.
[2] J.H.V. Price, *et al.*, Opt. Express, **2002**, vol **10**, p. 382-387.
[3] P.S. Russell, Science, **2003**, vol **299**, p. 358-362.
[4] D.V. Skryabin, *et al.*, Science, **2003**, vol **201**, p. 1705-1708.
[5] G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics, Third Edition*. **2001**.