

Diverses manifestations de l'effet Raman lors de la propagation d'impulsions femtosecondes dans une fibre microstructurée

B. Kibler, A. Guenot, C. Finot & G. Millot

Institut CARNOT Bourgogne, UMR 5209 CNRS-Université de Bourgogne, Dijon
 Bertrand.Kibler@u-bourgogne.fr

Résumé. Dans le cadre de la génération de supercontinuum, nous mettons en évidence les dynamiques spectrales majeures de solitons liées à l'effet Raman dans une fibre microstructurée, à l'aide d'un montage expérimental simple. L'étude menée ici concerne l'évolution d'impulsions femtosecondes en régime de dispersion anormale d'une fibre microstructurée présentant deux longueurs d'onde de dispersion nulle. A l'aide de simulations numériques, nous confirmons nos différentes observations expérimentales ayant relevé les manifestations suivantes liées à l'effet Raman : l'auto-décalage en fréquence des solitons, la compensation de cet auto-décalage, mais également la formation et l'auto-décalage en fréquence de paires de solitons liés et enfin la collision de ces solitons.

Abstract. We have investigated specific spectral dynamics of solitons due to the Raman effect in photonic crystal fiber, with a simple experimental setup. In particular, we have studied the nonlinear propagation of femtosecond optical pulses, injected in the anomalous dispersion regime of a photonic crystal fiber exhibiting two zero dispersion wavelengths, leading to supercontinuum generation. Our experimental observations have highlighted the following major manifestations related to the Raman effect : the soliton self-frequency shift, the compensation of this self-frequency shift, but also the formation and self-frequency shift of bound soliton pairs and the collision of these solitons. These dynamics have also been confirmed by our numerical simulations.

1 Introduction

La propagation non-linéaire d'impulsions femtosecondes dans une fibre optique a connu ces dernières années un vif regain d'intérêt avec le développement des fibres microstructurées air-silice. Ces dernières offrent en effet la possibilité d'avoir une dispersion anormale dans les domaines visible et proche-infrarouge, tout en bénéficiant d'une non-linéarité jusque-là inégalée. Ces propriétés ont été à la base du développement des sources supercontinuum [1]. Un tel élargissement spectral est le fruit d'une interaction complexe entre effets linéaires et non-linéaires. La dynamique de l'impulsion peut alors être décrite par l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée. Outre la dispersion et la non-linéarité Kerr de la silice, cette équation prend également en compte le terme de choc optique modifié et la réponse Raman de la fibre [2]. Les simulations numériques présentées par la suite sont basées sur cette équation généralisée (1) et les caractéristiques de dispersion (β_k) et non-linéarité (γ) de la fibre fournies par le constructeur.

$$\frac{\partial A}{\partial z} - \sum_{k \geq 2} \frac{i^{k+1}}{k!} \beta_k \frac{\partial^k A}{\partial T^k} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma \left(1 + i\tau_{shock} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left[A(z, T) \int_{-\infty}^{+\infty} R(T') |A(z, T - T')|^2 dT' \right] \quad (1)$$

Nous nous intéressons ici plus particulièrement à l'évolution d'impulsions femtosecondes, dans le régime de dispersion anormale d'une fibre microstructurée. Ce cas de figure donne lieu généralement à un élargissement spectral de plusieurs centaines de THz, suite à l'injection d'impulsions assimilables à des solitons d'ordre supérieur [1]. Les impulsions subissent un premier élargissement spectral symétrique (par automodulation de phase) qui est suivi alors de la fission (brisure due aux effets perturbatifs) des solitons d'ordre supérieur (dès les premiers centimètres). Un soliton initial donne ainsi naissance à plusieurs solitons fondamentaux. Les solitons éjectés les premiers ont les amplitudes les plus élevées et les durées les plus courtes, et se propagent avec des vitesses de groupe plus grandes. Dans le même temps,

les perturbations des ordres supérieurs de dispersion permettent le transfert d'énergie de l'autre côté du zéro de dispersion vers les plus courtes longueurs d'onde sous la forme de génération d'ondes dispersives (DW), lorsque le pompage est effectué proche du premier zéro de dispersion. Enfin le processus majeur de l'élargissement spectral est la diffusion Raman qui entraîne un décalage continu des solitons émis vers les hautes longueurs d'onde. Cet effet est appelé auto-décalage en fréquence du soliton (SSFS) [3] et résulte du recouvrement du spectre du soliton avec sa propre bande de gain Raman.

Cependant, ce processus d'auto-décalage en fréquence du soliton n'est pas la seule conséquence de la diffusion Raman sur les dynamiques des solitons issus de la fission. Des interactions plus complexes peuvent également donner lieu à des dynamiques temporelles et spectrales originales [4]-[5].

À l'aide d'un montage expérimental simple, nous avons pu mettre en évidence ces manifestations majeures liées à l'effet Raman dans le cadre de la génération de supercontinuum, et des simulations numériques complémentaires les ont confirmées. Le montage expérimental utilisé est présenté à la Fig. 1 avec les principales caractéristiques de la fibre microstructurée (PCF), en particulier ses deux longueurs d'onde de dispersion nulle (ZDW) ainsi que son coefficient de non-linéarité γ . La source impulsionnelle est un laser Titane :Saphir (Mira Coherent) pouvant délivrer des impulsions de largeur temporelle estimée à 150 fs avec un taux de répétition de 76 MHz à des longueurs d'onde comprises entre 750 et 900 nm. Notons que le couplage maximum obtenu à l'entrée de la PCF est d'environ 35%. Dans ce montage, l'ensemble lame demi-onde et polariseur permet de modifier la puissance à l'entrée tout en gardant la polarisation rectiligne du laser alignée parallèlement à l'un des axes propres de la fibre biréfringente microstructurée (Crystal Fibre PCF NL-PM-750).

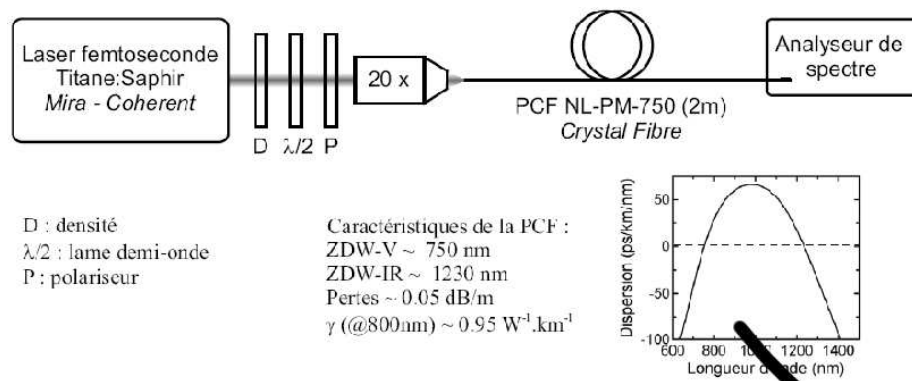


Fig.1. Schéma du montage expérimental et caractéristiques constructeur de la PCF utilisée

2 Auto-décalage et stabilisation en fréquence de solitons

La Fig. 2(a) montre l'évolution des spectres expérimentaux relevés pour diverses valeurs de l'énergie en entrée de fibre. Les impulsions injectées de longueur d'onde 891 nm (dans le régime de dispersion anormale de la PCF) ont un profil d'intensité gaussien et une largeur temporelle à mi-hauteur d'environ 160 fs. Nous observons effectivement l'auto-décalage spectral des solitons issus de la brisure de l'impulsion d'entrée en faisant croître l'énergie initiale des impulsions. Les décalages en fréquence (par rapport à la fréquence pompe) par effet Raman sont présentés à la Fig. 2(b), pour les fréquences centrales des deux premiers solitons issus de la fission (S1 et S2). Nous identifions alors clairement deux dynamiques spectrales distinctes, d'une part un auto-décalage en fréquence de 891 à 1215 nm pour des énergies initiales inférieures à 100 pJ (pour S1), et d'autre part une interruption de ce décalage menant à une stabilisation en fréquence pour les énergies supérieures. Le soliton S2 montre les mêmes dynamiques avec un décalage initial en énergie. En effet, une impulsion initiale plus puissante est nécessaire pour générer un soliton d'ordre supérieur suffisant.

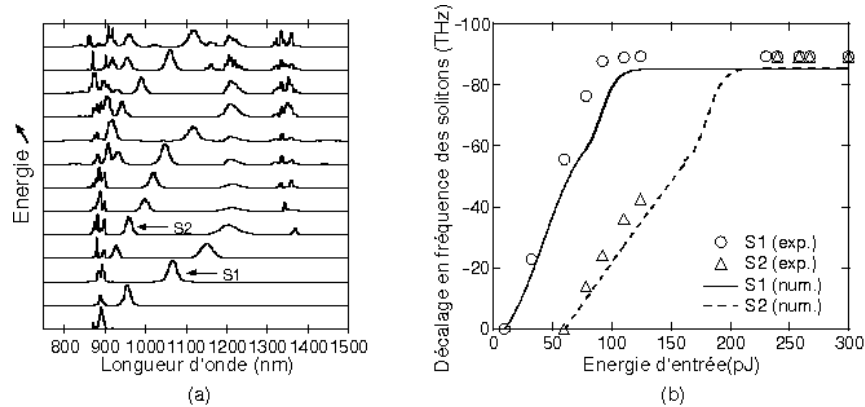


Fig.2. (a) Spectres expérimentaux relevés pour différentes énergies injectées dans la PCF montrant les dynamiques d'auto-décalage et de stabilisation en fréquence des solitons. (b) Comparaison des décalages en fréquence (par rapport à la pompe) expérimentaux et numériques des deux premiers solitons issus de la fission (S1 et S2).

Le processus de stabilisation en fréquence vers 1215 nm s'effectue donc au voisinage du second zéro de dispersion de la PCF (donné par le constructeur à 1230 nm) et s'accompagne de la génération de nouvelles composantes spectrales centrées vers 1350 nm dans le régime de dispersion normale de la fibre. En effet au voisinage du zéro de dispersion, la dispersion de vitesse de groupe varie de manière significative (changement de signe) à travers la largeur spectrale du soliton. Par conséquent, une certaine condition de résonance peut être satisfaite, si bien que de nouvelles fréquences appelées radiations de Cherenkov (ou ondes dispersives) sont générées par un transfert d'énergie du soliton [4]-[6]. Ce couplage entre soliton et onde dispersive donne lieu à un rappel vers les courtes longueurs d'onde du soliton [6] qui compense le décalage par effet Raman vers les grandes longueurs d'onde [7]. La conséquence majeure est une stabilisation en fréquence des solitons au voisinage du deuxième zéro de dispersion.

Les simulations numériques correspondantes ont permis de confirmer ces évolutions spectrales. Les décalages en fréquence des solitons (S1 et S2) obtenus numériquement sont également représentés à la Fig. 2(b), et montrent un bon accord avec les résultats expérimentaux. Cependant, nous pouvons observer une légère différence quelle que soit l'énergie sur les positions spectrales obtenues numériquement et expérimentalement, surtout visible au niveau de la stabilisation. Cette différence peut s'expliquer notamment par les écarts possibles entre la courbe de dispersion fournie par le constructeur et la dispersion réelle de la PCF utilisée. Les évolutions temporelle et spectrale obtenues par simulation sont montrées à la Fig. 3. L'auto-décalage en fréquence des solitons (S1 et S2) se traduit également par leur compression temporelle et leur décalage temporel résultant de leur différente vitesse de groupe qui évolue. Une fois la stabilisation en fréquence atteinte par S1, nous observons sur la Fig. 3(b) toujours un décalage temporel de S1 accompagné de la génération d'une onde dispersive (DW) qui se déplace plus rapidement que lui. Lorsque l'énergie initiale augmente, nous observons que le soliton S2 atteint lui aussi la stabilisation en fréquence vers 200 pJ et génère lui aussi son onde dispersive. Cette superposition spectrale de deux solitons décalés temporellement donne lieu à l'apparition d'une modulation spectrale dont la période varie en augmentant l'énergie injectée. En effet, ce phénomène s'explique par le fait que la distance temporelle entre les solitons S1 et S2 diminue pour des énergies supérieures à 200 pJ. Donc, en augmentant la puissance injectée (ou la distance de propagation), il est possible d'obtenir plusieurs solitons stabilisés à la même longueur d'onde avec un contrôle de leur décalage temporel.

L'analyse spectrale expérimentale sur les ondes dispersives générées aux longueurs d'onde visibles à gauche du premier zéro de dispersion, n'est pas présentée ici à cause de leur très faible amplitude. En effet, le choix d'un pompage loin du premier zéro de dispersion permet de limiter le transfert d'énergie vers les courtes longueurs d'ondes, et d'atteindre plus rapidement le processus de stabilisation en fréquence des solitons. Cependant, une étude récente [8] a montré l'impact des solitons décalés par l'effet Raman sur les dynamiques temporelle et spectrale des ondes dispersives piégées, lors de la propagation.

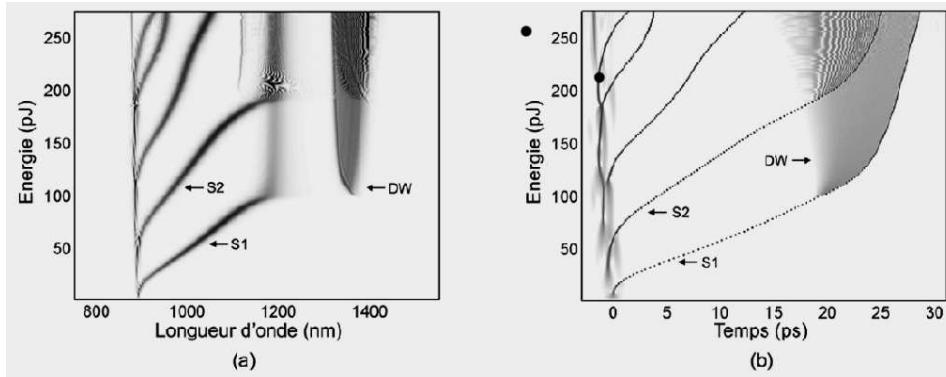


Fig.3. Evolutions spectrale (a) et temporelle (b) obtenues par simulation numérique en fonction de l'énergie initiale des impulsions. L'intensité spectrale est représentée sur une échelle linéaire, tandis que l'intensité temporelle est représentée sur une échelle logarithmique pour mettre en évidence les ondes dispersives générées dans l'infrarouge.

3 Formation de paires de solitons liés et collisions

Durant la phase de propagation, nous avons également observé la formation de paires de solitons liés pour certaines puissances [5], faisant suite à la fission de l'impulsion initiale. Ces paires de solitons subissent également un auto-décalage en fréquence. Cependant, de faibles variations de ces puissances particulières mènent à l'observation de collisions de ces solitons au lieu de formations de paires stables.

La Fig. 4(a) montre l'évolution spectrale relevée en sortie de la PCF en fonction de l'énergie d'entrée, pour des impulsions initiales de largeur temporelle d'environ 150 fs et de longueur d'onde 794 nm. L'augmentation de l'énergie des impulsions d'entrée mène comme auparavant à la génération de plusieurs solitons fondamentaux qui subissent un auto-décalage en fréquence par effet Raman vers les hautes longueurs d'onde. L'énergie nécessaire (~ 180 pJ) à la stabilisation en fréquence du premier soliton décalé (S1) est supérieure au cas précédent, ceci s'explique notamment par un pompage qui s'effectue plus loin du deuxième zéro de dispersion de la fibre. L'analyse du décalage spectral du deuxième soliton permet d'observer des dynamiques très différentes à celles décrites précédemment. En effet, nous remarquons deux zones particulières de l'évolution spectrale du deuxième soliton (S2) : la première se situe pour une énergie initiale d'environ 280 pJ, où le soliton subit un net premier recul spectral puis reprend un auto-décalage habituel, puis la deuxième zone se situe pour une énergie d'environ 400 pJ où nous notons alors clairement un deuxième recul accompagné d'une accélération du décalage du troisième soliton (S3), menant à une superposition spectrale totale des deux solitons. Si nous augmentons encore l'énergie, les solitons se séparent de nouveau. Nous notons également ces mêmes évolutions particulières du troisième soliton (S3) avec le quatrième (S4) aux énergies voisines de 230 pJ. De façon générale, de faibles variations de l'énergie initiale vers ces points particuliers donnent lieu à des instabilités spectrales (croissance ou décroissance discontinues des espacements spectraux entre solitons) allant jusqu'au chevauchement spectral de solitons.

Les Fig. 4(b-c) présentent alors plus en détails les spectres mesurés pour les énergies correspondantes aux chevauchements S2 avec S3 (vers 1070 nm), et S3 avec S4 (vers 855 nm). Remarquons l'apparition d'une modulation spectrale significative de période environ $\Delta\lambda = 7,25$ nm en particulier pour le chevauchement total entre S2 et S3. Nous pouvons donc supposer que ces deux solitons à la même longueur d'onde sont décalés temporellement d'environ 500 fs. Cette distance temporelle inter-soliton est très faible comparée à celle observée dans la Fig. 3(b) qui est supérieure à plusieurs ps. Ceci conduit à envisager qu'une paire stable de solitons liés a été formée après la fission de l'impulsion initiale [5]. Afin de confirmer ces comportements, des simulations numériques ont été effectuées avec ces paramètres d'impulsions initiales (voir Fig. 4(d)). Nous remarquons un bon accord qualitatif de ces dynamiques spectrales avec celles obtenues expérimentalement. De plus, nous retrouvons les chevauchements spectraux des solitons S2 et S3 pour une énergie initiale d'environ 320 pJ, et des solitons S3 et S4 vers 215 pJ. Il faut souligner

que les chevauchements spectraux obtenus par simulation ne sont que partiels (même entre S2 et S3), il faut s'attendre alors à ne pas obtenir la formation de paires stables de solitons liés dans nos simulations.

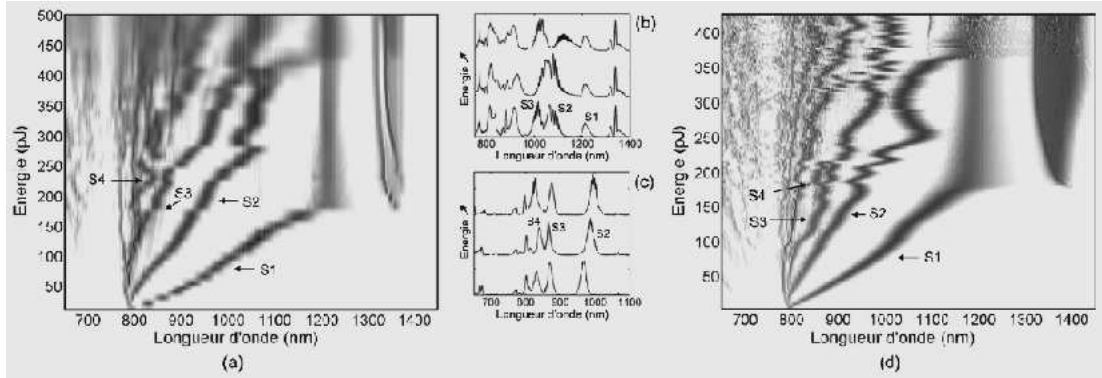


Fig.4. (a) Evolution spectrale relevée expérimentalement en fonction de l'énergie initiale des impulsions montrant les instabilités spectrales des solitons (intensité spectrale représentée sur une échelle logarithmique). Détails des spectres sur une échelle linéaire lors des chevauchements des solitons : (b) S2 avec S3 et (c) S3 avec S4. (d) Evolution spectrale correspondante obtenue par simulation numérique en fonction de l'énergie initiale des impulsions.

Néanmoins, les évolutions spectrale et temporelle en fonction de la distance de propagation dans la PCF sont présentées à la Fig. 5, pour mettre en évidence le processus à l'origine de ces chevauchements. La propagation des impulsions est étudiée pour une énergie égale à 215 pJ (voir Fig. 5(a-c), menant à l'observation du chevauchement entre S3 et S4) et pour une autre énergie initiale de 218 pJ qui est légèrement supérieure (voir Fig. 5(b-d), menant à la collision de S3 avec S4). Les Fig. 5(a-c) montrent que les distances spectrale et temporelle entre les deux solitons S3 et S4 sont très faibles après la fission. Leur évolution temporelle radiative peut alors entraîner de fortes interactions et la quasi-formation d'une paire stable sur le premier mètre de propagation (les deux solitons sont superposés spectralement et se propagent à la même vitesse). Cet état multi-soliton subit également un auto-décalage en fréquence par effet Raman. Cependant, nous remarquons que cette paire de solitons n'est pas exactement liée lorsque la distance de propagation augmente jusqu'à 2 m. Une légère augmentation de l'énergie injectée conduit au cas des Fig. 5(c-d), qui mettent en évidence un processus de collision entre les solitons S3 et S4 après 80 cm de propagation, démontrant un échange d'énergie élevé de S4 vers S3, ce qui mène à leur division spectrale et une amplification des décalages temporel et spectral de S3.

Pour des énergies particulières, il est néanmoins possible de former des paires stables de solitons qui continuent à se propager en maintenant leurs profils temporel et spectral constants même en présence de l'effet Raman [5]-[9]. Nos résultats montrent de manière générale que les distances spectrale et temporelle entre solitons peuvent être ajustées simultanément par le simple contrôle de l'énergie. Des caractérisations temporelles des solitons au cours de ces dynamiques observées sont à l'étude afin de compléter ces travaux.

4 Conclusion

Nous avons mis en évidence les dynamiques spectrales majeures liées à l'effet Raman dans une fibre microstructurée, avec un montage expérimental simple. Ces manifestations comme l'auto-décalage en fréquence des solitons, la compensation de cet auto-décalage, mais également la formation de paires de solitons et leur collision, ouvrent la possibilité de générer de façon contrôlée des impulsions de même longueur d'onde et décalées temporellement. La génération de paires de solitons liés et l'observation de collisions dans le cadre de la génération de supercontinuum par une seule pompe, peut permettre d'explorer simplement les interactions entre les solitons et les paires de solitons, de manière expérimentale.

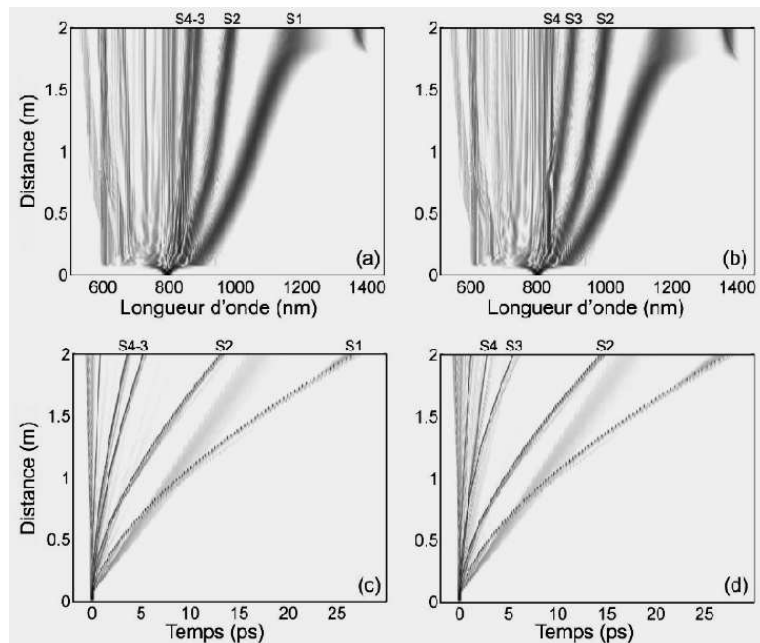


Fig.5. Simulations numériques des évolutions spectrales (a,b) et temporelles (c,d) des impulsions en fonction de la distance de propagation (2m de PCF) pour deux énergies initiales différentes (menant respectivement à la quasi-formation d'une paire de solitons liés entre S3 et S4, et dans l'autre cas à la collision de S3 avec S4; l'énergie d'entrée croît de a vers b).

Remerciements : Nous tenons à remercier le Professeur J. M. Dudley pour nos échanges scientifiques fructueux, ainsi que le financement de cette étude apporté par les projets ANR SUPERCODE et SOFI-CARS.

Références

1. J.M. DUDLEY ET AL, Supercontinuum generation in photonic crystal fiber, *Reviews of Modern Physics*, **78**, 1135-1184 (2006).
2. B. KIBLER ET AL, Supercontinuum generation and nonlinear pulse propagation in photonic crystal fiber : influence of the frequency-dependent effective mode area, *Applied Physics B*, **81**, 337-342 (2005).
3. F.M. MITSCHKE AND L.F. MOLLENAUER, Discovery of the soliton self-frequency shift, *Optics Letters*, **11**, 659-661 (1986).
4. D.V. SKRYABIN ET AL, Soliton self-frequency shift cancellation in photonic crystal fiber, *Science*, **201**, 1705-1708 (2003).
5. A. PODLIPENSKY ET AL, Bound soliton pairs in photonic crystal fiber, *Optics Express*, **15**, 1653-1662 (2007).
6. N. AKHMEDIEV AND M. KARLSSON, Cherenkov radiation emitted by solitons in optical fibers, *Physical Review A*, **51**, 2602-2607 (1995).
7. F. BIANCALANA ET AL, Theory of the soliton self-frequency shift compensation by the resonant radiation in photonic crystal fibers, *Physical Review E*, **70**, 016615 1-9 (2004).
8. A.V. GORBACH AND D.V. SKRYABIN, Light trapping in gravity-like potentials and expansion of supercontinuum spectra in photonic crystal fibers, *Nature Photonics*, **1**, 653-657 (2007).
9. N. AKHMEDIEV ET AL, Influence on the Raman-effect on solitons in optical fibers, *Optics Communications*, **131**, 260-266 (1996).