

# ELIMINATION DE L'AUTO-MODULATION DE PHASE DANS UN AMPLIFICATEUR OPTIQUE A FIBRE

Frédéric Audo<sup>1</sup>, Sonia Boscolo<sup>2</sup>, Julien Fatome<sup>1</sup>, Bertrand Kibler<sup>1</sup>, Christophe Finot<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR CNRS 6303, Université de Bourgogne-Franche-Comté, 9 avenue Alain Savary, BP 47870, 21078 Dijon Cedex, France

<sup>2</sup> Aston Institute of Photonic Technologies, School of Engineering and Applied Science, Aston University, Birmingham B4 7ET, Royaume-Uni

[frederic.audo@u-bourgogne.fr](mailto:frederic.audo@u-bourgogne.fr)

## RESUME

Nous proposons et démontrons expérimentalement une nouvelle technique simple et efficace pour combattre l'auto-modulation de phase qui dégrade les performances des amplificateurs à fibre. En appliquant une modulation de phase temporelle sinusoïdale, nous éliminons ainsi quasi-totalement l'élargissement spectral causé par l'effet Kerr.

**MOTS-CLEFS :** *propagation non-linéaire, fibre optique, modulation de phase*

## 1. INTRODUCTION

La propagation d'une impulsion dans une fibre optique non-linéaire est souvent accompagnée d'un élargissement de son spectre, causé par l'auto-modulation de phase (SPM) [1]. Cet effet est d'autant plus limitant dans le cas de l'amplification fibrée [2]. Des solutions telles que l'amplification à dérive de fréquence [3] permettent pour les impulsions brèves de limiter la phase non-linéaire accumulée, mais nécessitent des phases de pré-élargissement temporel et de recompression parfaitement ajustées. Même un faible niveau de SPM modifie alors la durée et la qualité de l'impulsion recomprimée. De plus, dans le cas d'impulsions longues (plusieurs dizaines de picosecondes), il n'est pas possible d'étirer suffisamment les impulsions.

Nous proposons une approche totalement nouvelle pour combattre l'élargissement spectral dû à l'auto-modulation de phase. Cette méthode consiste à moduler la phase temporelle de l'impulsion en entrée de la fibre par un simple signal sinusoïdal. Avec une fréquence et une amplitude adéquates, la phase sinusoïdale appliquée en entrée permet d'éliminer le chirp de l'impulsion temporelle après propagation dans la fibre optique et de compenser efficacement l'élargissement du spectre sans déformer la forme temporelle. Après avoir validé numériquement son principe, nous démontrons expérimentalement cette méthode dans le cas de l'amplification fibrée.

## 2. PRINCIPE DE LA COMPENSATION PAR UNE MODULATION DE PHASE SINUSOÏDALE

Pour introduire notre approche, considérons une impulsion gaussienne de profil temporel  $u(t)$ , avec une puissance crête  $P_0$  et une demi largeur  $T_0$  à  $1/e$ . Lors de la propagation dans une fibre non-linéaire de longueur  $L$ , l'auto-modulation de phase  $\varphi_{NL}(t)$  engendre un chirp non-linéaire [1]  $\delta\omega_{NL}(t) = -d\varphi_{NL}(t)/dt = -B \cdot (1-t^2/T_0^2) \cdot u(t)$ , avec  $B$  le décalage de phase maximum (intégrale B) défini par  $\gamma P_0 L_{eff}$ , avec  $\gamma$  le coefficient non-linéaire de la fibre, et  $L_{eff} = (1-\exp(-\alpha L))/\alpha$  sa longueur effective,  $\alpha$  étant le coefficient d'atténuation.

Suite à sa propagation dans une fibre non-linéaire, le profil d'intensité temporel d'une impulsion avec 1 W de puissance-crête et 120 ps de largeur à mi-hauteur reste inchangé (Fig. 1(a)). Néanmoins, son profil de chirp est significativement altéré par la SPM (Fig. 1(b)), conduisant à un élargissement notable du spectre optique (Fig. 1(c) et (d)). Notre approche, inspirée de récents travaux numériques menés dans le cadre de la compression spectrale [4], s'appuie sur la constatation que le chirp non-linéaire est très proche d'une forme sinusoïdale. Pour l'annuler, nous mettons donc en œuvre une modulation externe sinusoïdale :  $\varphi_C(t) = A \cdot \cos(\omega_C t + \phi_0)$ , avec  $A$

l'amplitude,  $\omega_C$  la fréquence angulaire et  $\phi_0 = \pi$ . Pour une impulsion Gaussienne,  $A$  et  $\omega_C$  peuvent être déterminés analytiquement :  $\omega_C = \pi/(T_0\sqrt{2})$  et  $A = 2\cdot B\cdot\exp(-1/2)/\pi$ .

En appliquant une telle modulation sinusoïdale externe, le chirp total s'annule quasiment dans la partie centrale de l'impulsion et le spectre est corrigé de l'élargissement en sortie de la fibre (Fig. 1, courbe orange). Le profil temporel reste toujours inchangé. Des simulations complémentaires indiquent que des niveaux de SPM aussi élevés que  $B = 10$  rad peuvent être corrigés.

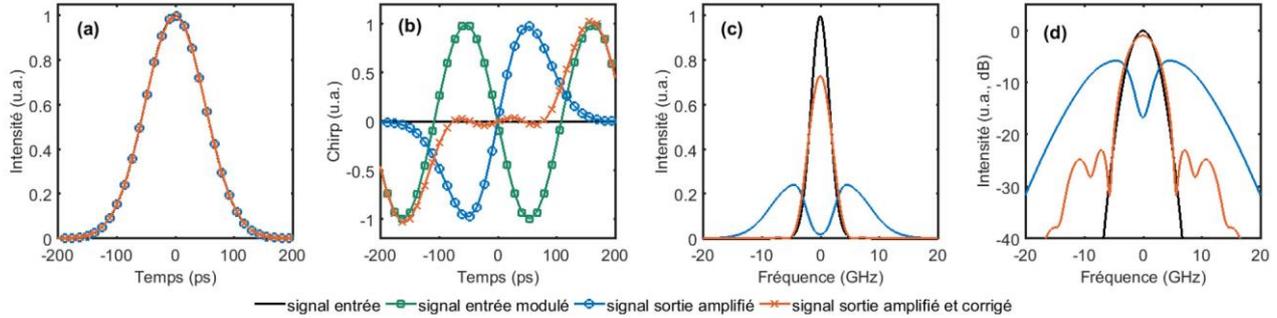


Fig. 1 : (a) Profil temporel de l'impulsion, (b) chirp temporel, (c) spectre optique de l'impulsion en échelle linéaire, et (d) spectre en échelle logarithmique, du signal en entrée de la fibre optique, puis en entrée de la fibre avec la modulation de phase (uniquement pour le chirp), du signal en sortie de la fibre, avec  $P_0 = 1$  W, sans et avec correction due à la modulation en phase.

### 3. VALIDATION EXPERIMENTALE DANS LE CADRE D'UN AMPLIFICATEUR RAMAN

Le dispositif expérimental employé pour valider notre concept est présenté sur la Fig. 2 pour un amplificateur Raman fonctionnant aux longueurs d'onde des télécommunications optiques. Une source continue à 1550 nm est modulée en intensité grâce à un modulateur en LiNbO<sub>3</sub>. Un générateur de données associé à une horloge à 10 GHz, crée une impulsion électrique qui, après être filtrée par un passe-bas de fréquence 5.4 GHz, permet d'obtenir la forme attendue. L'impulsion optique résultante (Fig. 3(a)) a une largeur à mi-hauteur de 120 ps pour un taux de répétition de 100 MHz. Le signal est ensuite modulé en phase : un second générateur, synchronisé avec le premier, délivre le signal sinusoïdal à la fréquence de 4 GHz, à un modulateur externe fibré en LiNbO<sub>3</sub>. Le signal est ensuite amplifié par un amplificateur de type EDFA avant la fibre optique non-linéaire qui est longue de 500 m avec  $\gamma = 10$  W<sup>-1</sup>.km<sup>-1</sup>, une atténuation linéaire  $\alpha = 0,7$  dB/km et une dispersion normale  $D = -1$  ps/km/nm. Un atténuateur variable permet d'ajuster la puissance en entrée de fibre. L'amplificateur Raman réalisé repose sur un laser de pompe Raman continu émettant à 1455 nm et couplé dans la fibre de manière contra-propagative grâce à deux multiplexeurs. Le signal est caractérisé de manière temporelle avec une photodiode et un oscilloscope électrique de bande passante de 40 GHz. La caractérisation spectrale est réalisée avec un analyseur de spectre optique à haute résolution (100 MHz).

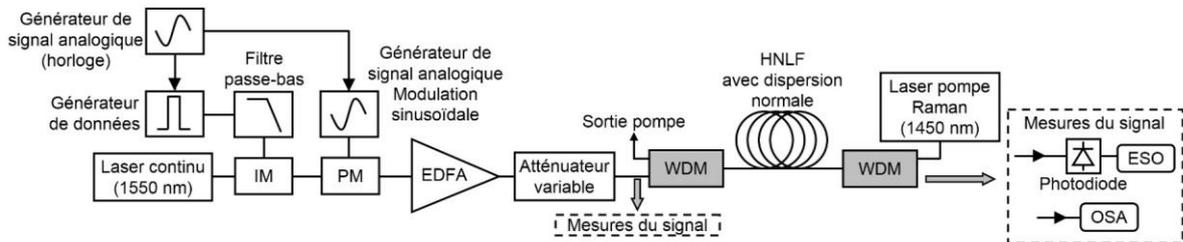


Fig. 2 : Dispositif expérimental pour la compression spectrale d'une impulsion amplifiée se propageant dans une fibre non-linéaire. (IM : modulation d'intensité ; PM : modulation de phase ; EDFA : amplificateur fibré ; HNLf : fibre hautement non-linéaire ; WDM : multiplexeur ; OSA : analyseur de spectre optique ; ESO : oscilloscope à échantillonnage électrique).

Nos résultats expérimentaux obtenus pour un gain de 9 dB conduisant à une intégrale B de 4.5 rad sont présentés Fig. 3. Le profil temporel est légèrement asymétrique mais reste inchangé après la propagation (Fig. 3(a)), sans ou avec correction. Le gradient du profil temporel montre que le chirp induit par SPM s'approche fortement du profil sinusoïdal (Fig. 3(b)). En l'absence de correction, le spectre s'étend significativement, sa largeur faisant plus que doubler. La correction par modulation de phase externe permet d'annuler en très grande partie cet élargissement pour retrouver un spectre proche de l'original. Quelques piédestaux à un niveau inférieur à -17 dB restent néanmoins visibles et sont liés à une compensation non-parfaite. Comme le montre la Fig. 4, nous pouvons de plus vérifier que la modulation de phase sinusoïdale corrige efficacement l'élargissement spectral, quel que soit le gain apporté au signal.

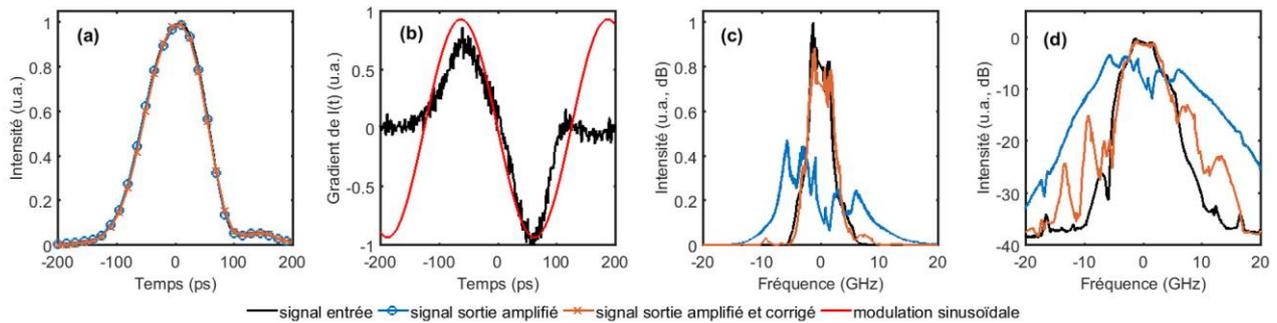


Fig. 3 : (a) Profil temporel de l'impulsion, (b) gradient de l'intensité temporelle comparé à la modulation de phase, (c) spectre optique de l'impulsion en échelle linéaire, et (d) spectre en échelle logarithmique, pour le signal en entrée de la fibre optique, le signal en sortie de la fibre, avec une amplification de 9 dB ( $P_{\text{signal sortie}} = 14 \text{ dBm}$ ), sans et avec correction.

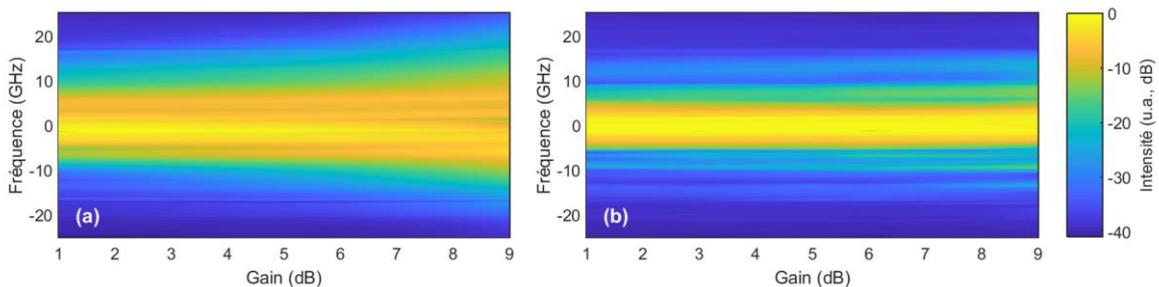


Fig. 4 : Evolution du spectre optique du signal amplifié en sortie de la fibre optique en fonction du gain de l'amplificateur Raman : (a) sans correction externe de la SPM, (b) avec modulation de phase appliquée.

L'ensemble de ces résultats démontre qu'une simple modulation temporelle externe de la phase par une onde sinusoïdale permet d'éliminer et de compenser l'élargissement provoqué par l'auto-modulation de phase lors de la propagation dans une fibre non-linéaire. Combinée éventuellement avec l'amplification à dérive de fréquence, cette approche ouvre de toutes nouvelles perspectives pour surmonter les dégradations imputées à la non-linéarité Kerr des fibres.

## REFERENCES

- [1] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Fourth Edition, Academic Press, San Francisco, CA, 2006.
- [2] D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson, "High power fiber lasers: current status and future perspectives," *J. Opt. Soc. Am. B* vol. 27, pp. B63-B92, 2010.
- [3] D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," *Opt. Commun.*, vol. 56, pp. 219-221, 1985.
- [4] S. Boscolo, L. K. Mouradian, and C. Finot, "Enhanced nonlinear spectral compression in fiber by external sinusoidal phase modulation," *J. Opt.* vol. 18, 105504, 2016.

# BRISURE DE SYMETRIE DE LA RECURRENCE DE FERMI PASTA ULAM DANS LES FIBRES OPTIQUES

*Arnaud Mussot<sup>1</sup>, Pascal Szriftgiser<sup>1</sup>, Corentin Naveau<sup>1</sup>, Matteo Conforti<sup>1</sup>, Alexandre Kudlinski<sup>1</sup>, François Copie<sup>1</sup>, and Stefano Trillo<sup>2</sup>*

1. Univ. Lille, CNRS, UMR 8523-PhLAM – Physique des Lasers Atomes et Molécules, F-59000 Lille, France

2. Department of Engineering, University of Ferrara, Via Saragat 1, 44122 Ferrara, Italy

[arnaud.mussot@univ-lille1.fr](mailto:arnaud.mussot@univ-lille1.fr)

## RÉSUMÉ

Nous présentons une méthode non-invasive permettant de mesurer l'évolution longitudinale de la phase et l'intensité des principales ondes mise en jeu dans le processus de récurrence de Fermi Pasta Ulam dans les fibres optiques. Notre méthode basée sur la détection hétérodyne des signaux rétrodiffusés nous permet de mettre en évidence une brisure de symétrie du deuxième cycle de récurrence en fonction des conditions de phase initiales.

**MOTS-CLEFS :** *Instabilité de Modulation, Mélange à quatre ondes*

## 1. INTRODUCTION

La récurrence de Fermi Pasta Ulam (FPU) est un phénomène nonlinéaire décrivant le retour naturel d'un système nonlinéaire à son état initial après avoir subi une évolution complexe [1]. Il est en général associé au régime nonlinéaire du processus d'instabilité de modulation (IM), qui est à la base de phénomènes nonlinéaires plus complexes tels que la génération de supercontinuum [2] ou la génération d'ondes scélérates [3]. Il traduit l'amplification exponentielle d'une faible perturbation par une onde pompe puissante lorsque les effets dispersion et de nonlinéarité se compensent. Le régime de saturation apparaît lorsque la puissance du signal à amplifier devient comparable à celle de la pompe, ce qui se traduit par une variation de phase rapide entre la pompe et le signal qui induit le phénomène remarquable d'inversement du sens des transferts d'énergie. Le signal fournit alors de l'énergie à l'onde pompe et il est possible de retrouver les conditions initiales, faisant ainsi apparaître un premier cycle de récurrence. D'un point de vue expérimental, la première observation dans les fibres optiques a été réalisée par Van Simaens *et al.*, avec l'observation indirecte d'un cycle et demi de récurrence [4] et ensuite directe par le biais de découpages successifs de la fibre optique [5]. L'ensemble de ces travaux a toujours été limité à l'enregistrement de l'intensité mais l'évolution de la phase, bien que cruciale pour décrire complètement ce phénomène n'a jamais été réalisée. Dans ces travaux, nous rapportons pour la première fois une observation expérimentale de l'évolution de l'intensité et de la phase des ondes mises en jeu. Pour y parvenir, nous avons développé une méthode originale de mesure distribuée non-destructive basée sur la détection hétérodyne des signaux rétrodiffusés. De plus, nous démontrons pour la première fois qu'un simple changement de la phase initiale peut conduire à la brisure de symétrie d'un cycle de récurrence par rapport à l'autre.

## 2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental est relativement complexe, et pour présenter simplement ses principales caractéristiques, nous proposons de nous limiter à un schéma simplifié représenté sur la figure 1. Pour réaliser ces mesures de phase distribuées, plusieurs challenges ont dû être relevé :

- Une mesure de phase, nécessite que les ondes en jeu soient verrouillées en phase entre elles, ainsi qu'avec l'oscillateur local utilisé pour la détection hétérodyne. Nous avons utilisé un laser

continu (CW laser 1) modulé en phase pour générer ces bandes latérales symétriques par rapport à la pompe (signal et idler) à 35 GHz et ensuite en intensité (carré de 50 ns) pour éviter d'exciter la diffusion Brillouin dans la fibre optique. La phase relative entre la pompe et les bandes latérales est contrôlée grâce à un filtre optique complexe (Phase Processor). Le signal est ensuite injecté dans la fibre optique et le signal rétrodiffusé par la diffusion Rayleigh est mélangé dans le coupleur C1 avec l'oscillateur local, composé de 3 composantes spectrales décalées de 0,8 GHz par rapport aux trois composantes principales du signal rétrodiffusé. Les battements entre la pompe et une des bandes latérales sont ensuite isolées du reste du spectre par un filtre optique très sélectif et analysés grâce à un oscilloscope. Après une étape de traitement du signal, il est alors possible de reconstruire l'évolution de la phase relative pompe-bande latérale et de leurs intensités respectives.

- Les pertes ont été compensées par le biais d'un amplificateur Raman distribué permettant d'obtenir une fibre transparente, dont la propagation d'impulsions optiques se modélise par l'équation de Schrödinger pure. Cette contrainte est primordiale afin de prouver que les brisures de symétrie de la récurrence de FPU sont bien dues aux conditions initiales et pas aux perturbations extérieures, comme cela a été montré récemment en hydrodynamique [6].

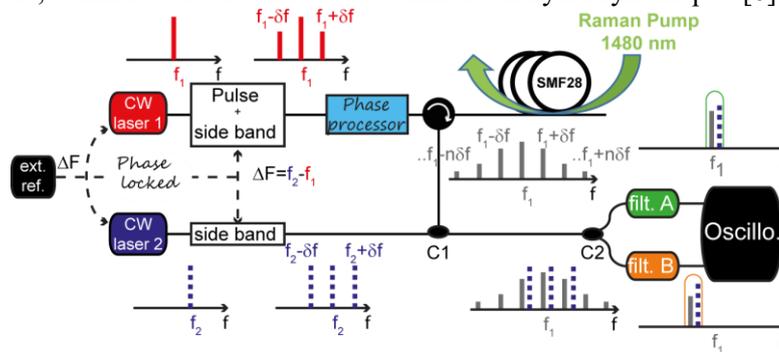
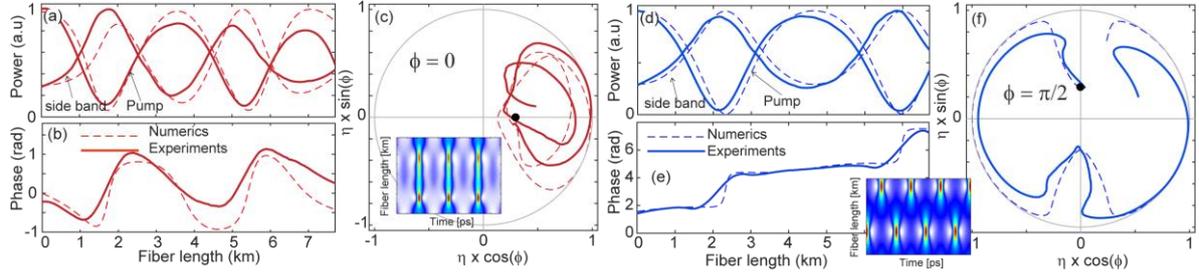


Figure 1 : Schéma simplifié du dispositif expérimental.

### 3. RESULTATS

La figure 2 représente l'ensemble des résultats obtenus pour 2 conditions initiales différentes, correspondant soit à une modulation d'intensité pure ( $\Phi=0$ , Figs. 2 (a) à (c), AM) soit à une modulation de fréquence pure ( $\Phi=\pi/2$ , Figs. 2 (d) à (f), FM). La figure 2(a) montre l'évolution de l'intensité de la pompe et d'une bande latérale pour  $\Phi=0$  (AM). On constate qu'en début de fibre, la bande latérale est amplifiée exponentiellement au détriment de la pompe. A environ 1,7 km, la puissance de pompe est minimale, celle du signal maximal et, juste après, le sens des échanges d'énergie s'inverse. Cela correspond à un changement de signe de la phase (Fig. 2 (c)). A environ 3,5 km, on retrouve les conditions initiales en phase et en intensité. En se propageant plus loin dans la fibre, on observe un second cycle de récurrence. Il est important de souligner qu'au final, nous sommes capables d'observer 2 cycles complets de récurrence, ce qui est une première par rapport aux autres travaux où au maximum, un cycle et demi avait été observé [4,5]. Le portrait de phase d'une bande latérale est représentée sur la figure 2 (c). On constate que les deux récurrences sont cantonnées dans le demi-plan de phase de droite ( $-\pi/2 < \phi < \pi/2$ ), ce qui traduit le fait que les points de compression maximum dans le domaine temporel sont en phase (encart Figs. 2 (c) d'après des simulations numériques). En changeant la phase initiale à  $\Phi=\pi/2$  (Fig. 2 (d) à (f), FM), le comportement est très similaire pour les intensités (Fig. 2 (d)). On observe toujours 2 cycles de récurrences, mais l'évolution de la phase est radicalement différente (Fig. 2 (e)). Cela se traduit par une phase qui évolue cette fois dans les plans de phase de droite et de gauche qui se traduit par un saut de phase de  $\pi$  dans le domaine temporel (encart Fig. 2 (f) d'après des simulations numériques). Dans tous les cas, un très bon accord est obtenu avec les simulations numériques réalisées à partir de l'équation de Schrödinger nonlinéaire, ce qui valide nos mesures. Ces mesures révèlent que la

dynamique d'un système conservatif peut être radicalement différente en fonction des conditions de phase initiales, et nous montrons qu'elles peuvent même conduire à la brisure de symétrie du processus de récurrence FPU.



**Figure 2** : Evolution longitudinale de, (a) et (d) de l'intensité de la pompe et d'une bande latérale, (b) et (e) de la phase relative pompe signal. (c) et (f) correspondent aux portraits de phase d'une bande latérale. (a-c) pour une phase relative d'entrée pompe-bande latérale nulle ( $\Phi=0$ , AM) et (d-f) pour  $\Phi=\pi/2$  (FM). *Encarts* : évolutions longitudinales dans le domaine temporel d'après les simulations numériques. Les traits pleins représentent les résultats expérimentaux et les traits en pointillés les simulations numériques. *Paramètres* :  $\beta_2=-19 \times 10^{-27}$  s<sup>2</sup>/m,  $\gamma=1,3$  /W/km, puissance de pompe 450 mW, des bandes latérales 63,6 mW, décalage en fréquence pompe-bandes latérales 35 GHz,  $\lambda_p=1555$  nm, longueur de fibre 7.7 km. Les puissances sont normalisées par rapport à leurs valeurs maximales respectives.  $\eta(z)$  est la puissance d'une bande latérale normalisée,  $\phi(z)$  est la phase relative pompe-bande latérale.

Ce comportement est radicalement différent de celui rapporté récemment en hydrodynamique, où un décalage de phase de  $\pi$  a été observé mais à cause des pertes du système qui le force à passer d'une trajectoire à l'autre au cours de la propagation [6].

## CONCLUSION

Nous rapportons pour la première fois une caractérisation complète en phase et en intensité du processus de récurrence FPU dans une fibre optique grâce à une méthode de mesure non destructive. Ce dispositif de mesure original est basé sur une détection hétérodyne de signaux rétrodiffusés. Il nous a permis de montrer qu'un simple changement de phase à l'entrée de la fibre, pouvait conduire à une modification importante de la dynamique du processus de récurrence FPU avec un déphasage de  $\pi$  de la seconde récurrence, brisant ainsi la symétrie du processus de récurrence standard. Ce système ouvre la voie à de nouvelles investigations expérimentales du régime non linéaire de l'instabilité de modulation dont les conclusions pourront être étendues à de nombreux autres systèmes physiques en raison de l'universalité de l'équation de Schrödinger non linéaire qui modélise son comportement.

## REFERENCES

1. J. Ford, "The FPU problem: Paradox turns discovery," *Phys. Rep.* **213**, 271–310 (1992).
2. J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber," *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1135 (2006).
3. N. Akhmediev, *et al.*, "J. Opt." **18**, 063001 (2016).
4. G. Van Simaey, P. Emplit, and M. Haelterman, "Experimental Demonstration of the Fermi-Pasta-Ulam Recurrence in a Modulationally Unstable Optical Wave," *Phys. Rev. Lett.* **87**, 033902 (2001).
5. A. Mussot, A. Kudlinski, M. Droques, P. Szriftgiser, and N. Akhmediev, "Fermi-Pasta-Ulam Recurrence in Nonlinear Fiber Optics: The Role of Reversible and Irreversible Losses," *Phys. Rev. X* **4**, (2014).
6. O. Kimmoun, H. C. Hsu, H. Branger, M. S. Li, Y. Y. Chen, C. Kharif, M. Onorato, E. J. R. Kelleher, B. Kibler, N. Akhmediev, and A. Chabchoub, "Modulation Instability and Phase-Shifted Fermi-Pasta-Ulam Recurrence," *Sci. Rep.* **6**, 28516 (2016).

# AUTO-COMPRESSION D'IMPULSIONS LASER DE HAUTE ENERGIE DANS UNE FIBRE CREUSE A COUPLAGE INHIBE

Martin Maurel<sup>1,2</sup>, B. Debord<sup>1,2</sup>, A. Husakou<sup>1</sup>, F. Gérôme<sup>1,2</sup> and F. Benabid<sup>\*1,2</sup>

<sup>1</sup>GPPMM, Institut de recherche Xlim, CNRS UMR 7252, Université de Limoges, 87060 Limoges, France

<sup>2</sup>GLOphotonics SAS, 123 avenue Albert Thomas 87060 Limoges Cedex, France

[f.benabid@xlim.fr](mailto:f.benabid@xlim.fr)

## RÉSUMÉ

La compression d'impulsions milli-joule de 600 à 20 fs est démontrée de façon efficace en utilisant une fibre creuse remplie simplement d'air ambiant.

**MOTS-CLEFS :** *compression d'impulsion; laser ultracourt; fibre optique creuse*

## 1. INTRODUCTION

L'évolution des technologies laser, offrant des impulsions de plus en plus courtes et de plus en plus intenses, nécessite aujourd'hui le développement de guides d'onde spécifiques pouvant transporter de tels faisceaux. Des résultats récents dans le transport et la compression d'impulsions laser ultra-courtes (Ultra Short Pulse) utilisant les fibres à cœur creux de type Kagome [1] ont prouvé le potentiel élevé de cette solution fibrée. En effet, l'introduction d'un contour cœur/gaine présentant des arcs avec des courbures négatives (c.a.d. contour « hypocycloïdal ») a permis de réduire drastiquement les pertes de propagation pour atteindre des valeurs inférieures aux 10 dB/km [2]. De plus, les dispersions de ces structures présentent des valeurs extrêmement faibles (typiquement de  $D \sim 0.1-1$  ps/km/nm), les rendant totalement compatibles pour les applications mettant en jeu des impulsions ultra-courtes. A noter que ces fibres présentent des bandes de transmission où la propagation peut se faire aussi bien dans un régime de dispersion normale qu'anormale. Enfin, de par leur structure creuse, ces fibres offrent la possibilité de contrôler des effets nonlinéaires par une gestion du gaz qui peut aller du vide pour une forte réduction de ces effets, à un gaz sous haute pression pour leur exacerbation. Grâce à ces propriétés, il a pu être récemment démontré pour la première fois une compression d'impulsion de quelques dizaines de micro-Joules ( $\mu$ J) sous le régime sub-cycle de 80 à 4,5 fs basée sur une dynamique solitonique dans une fibre Kagomé remplie de Xenon [3]. Il a également été démontré que ce type de fibre était compatible avec le transport d'impulsions de 600 fs pour des énergies dépassant le milli-Joule (mJ) sans entrainer de dommage physique sur la structure, et en démontrant une forte auto-compression jusqu'à 50 fs [1]. Dans cette communication, nous présentons la dynamique de compression de telles impulsions énergétiques en rajoutant le souhait d'éliminer toute gestion de gaz, c'est à dire travailler simplement avec l'air contenu dans le cœur creux à pression atmosphérique. Par cette approche et l'exploitation de la dynamique particulière de la formation de soliton dans un milieu photo-ionisant [4], nous démontrons par un simple contrôle de la longueur de la fibre une auto-compression d'impulsions de 600 fs avec un facteur de compression allant jusqu'à 30 sur une gamme d'énergie entre 10 et 500  $\mu$ J. Une loi d'échelle reliant la longueur de la fibre à l'énergie de l'impulsion initiale est ainsi déduite pour obtenir une compression optimale.

## 2. PROPRIETES DE LA FIBRE CREUSE POUR L'AUTO-COMPRESSION

La propagation d'une impulsion optique dans un guide d'onde affecte son contenu spectral et temporel par des effets linéaires dus à la dispersion de vitesse de groupe (GVD) ou par des effets optiques nonlinéaires tels que l'auto-modulation de phase (SPM), la diffusion Raman ou la conversion de fréquence par mélange d'ondes. Ces derniers sont déterminés à la fois par les propriétés de guidage de la fibre et le milieu formant son cœur. La Fig. 1 résume les propriétés de la

fibre creuse utilisée, commercialisée par GLOphotonics (PMC-C-YB-7C [5]). Celle-ci est une fibre creuse à maille Kagome [5] ayant un contour hypocycloïdal avec un diamètre interne de cœur de 57  $\mu\text{m}$  (correspondant un diamètre de mode MFD  $\sim 39 \mu\text{m}$ ). Autour de la longueur d'onde d'intérêt de 1030 nm, la fibre présente une bande de transmission entre 800 et 1200 nm avec un minimum de

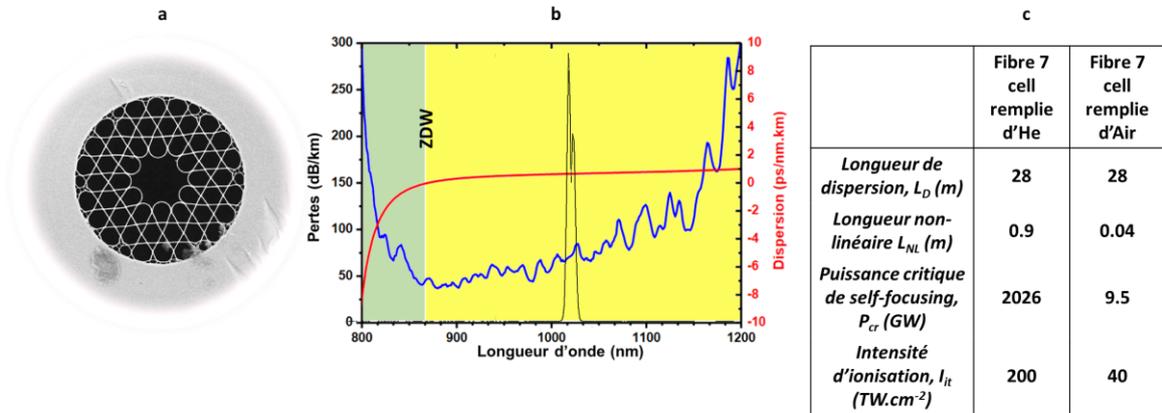


Fig. 1 : (a) Image prise au microscope électronique à balayage (MEB) de la fibre Kagome 7 cell commercialisée par GLOphotonics. (b) Evolution de l'atténuation (bleue) et de la dispersion (rouge) de la fibre creuse. (c) Tableau récapitulatif des paramètres de la fibre entrant en jeu lors de la propagation de l'impulsion USP.

perdes de transmission de 40 dB/km. La fibre montre un profil de GVD quasiment plat et très faible, et présente un paramètre  $D < 0$  (dispersion normale) pour des longueurs d'onde inférieures à 870 nm, et  $D > 0$  pour le reste de bande, y compris pour la longueur d'onde de travail, où  $D \sim 0.5 \text{ ps/km/nm}$ . La Fig. 1(c) résume quelques paramètres physiques pertinents à la dynamique de propagation pour le cas où la fibre est remplie d'un bar d'hélium et celui où le cœur est à pression atmosphérique. Grâce à sa faible dispersion, la longueur de dispersion,  $L_D = T_0^2 / |\beta_2|$  [6], est de 28 m, alors que sa longueur non linéaire,  $L_{NL} = 1/\gamma P_0$  [6], est de l'ordre de 0,9 m pour le cas de l'He et de 0,04 m pour le cas de l'air. Ce tableau met en évidence la marge de contrôle sur les effets non linéaires que nous avons avec cette fibre par un simple choix du gaz. Ici, nous nous contentons du cas où la fibre creuse est à l'air libre pour la simplicité du dispositif qu'il offre.

L'expérience de compression présentée dans ce papier suit une dynamique similaire à celle reportée dans [1,3], qui consiste en la séquence suivante : le laser subit d'abord un élargissement spectral par auto-modulation de phase, ensuite une auto-compression par une formation d'un soliton d'ordre supérieur, et enfin une fission solitonique pour des intensités supérieures au seuil d'ionisation du gaz. Dans les travaux reportés dans [3], cette dynamique s'est traduite par la génération d'un soliton d'ordre  $N=17$  avec une auto-compression de 80 fs à 4,5 fs correspondant pour la première fois au régime sub-cycle. Cependant, ces résultats étaient limités à des énergies d'impulsion de quelques dizaines de micro-Joules à cause de l'ionisation du milieu. L'effet de l'ionisation sur la dynamique du soliton a été théoriquement reporté dans [4,7], et montre qu'une forte auto-compression se produit à une énergie d'impulsion précise, mais se trouve limitée par la fission du soliton dès que l'énergie augmente. Par conséquent, optimiser un tel phénomène de compression sur toute une plage d'énergies et de durées des impulsions impliquera de réduire/augmenter la taille du cœur de la fibre ou choisir un gaz particulier et contrôler sa pression. Cependant, ces solutions nécessitent à la fois le contrôle d'un gaz non linéaire ainsi que la fabrication spécifique de ces fibres, qui ne sont pas nécessairement accessibles à l'ensemble de la communauté scientifique. Ici, nous optons pour une solution simplifiée qui consiste en l'utilisation d'une fibre creuse commerciale remplie d'air ambiant, donc sans gestion de gaz. L'optimisation de l'auto-compression se fera à travers l'identification, pour une énergie d'impulsion donnée, de la longueur de fibre la plus judicieuse. Ci-dessous nous développons le dispositif expérimental et les résultats obtenus d'une telle approche.

### 3. RESULTATS DE L'AUTO COMPRESSION

Le dispositif expérimental se compose d'un laser USP dont la puissance est contrôlée par une lame demi-onde, d'une fibre dont la longueur varie de 10 cm à 4 m, et d'un système de mesure de durée d'impulsion. Le laser (S-pulse HP de chez Amplitude Systèmes [8]) émet à 1030 nm avec une durée d'impulsion de 600 fs, un taux de répétition de 1 kHz, et une puissance moyenne de 1 W. Les résultats sont résumés sur la Fig. 2. La Fig. 2(a) montre l'évolution expérimentale (courbes solides) et théorique (courbes hachurées) de la durée d'impulsion avec l'énergie de l'impulsion initiale pour

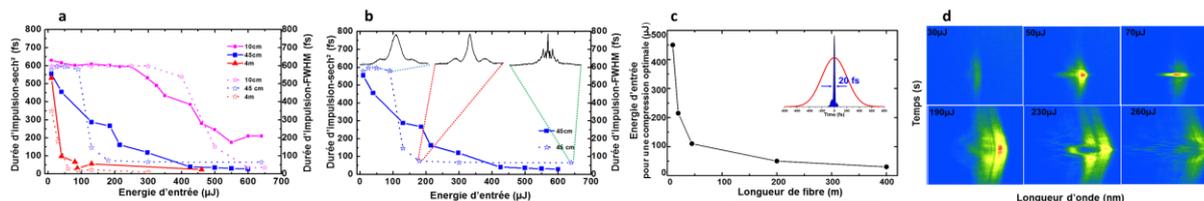


Fig. 2 : (a) Durée d'impulsion mesurée (lignes solides) et calculées (pointillés) pour différentes longueurs de fibre. (b) Évolution de la durée d'impulsion pour 45 cm de fibre ainsi que la trace spectrale dans les différents régimes. (c) Loi d'échelle pour la compression des impulsions. (d) Traces de FROG présentant l'évolution de la dynamique de l'impulsion.

différentes longueurs de fibre. On note un bon accord entre les durées mesurées et calculées par un modèle théorique prenant en compte les pertes, l'effet Kerr, la dispersion, les effets de self-steepening ainsi que la photo-ionisation sans utiliser l'approximation d'enveloppe lentement variable. Cette évolution montre une courbe en escalier, correspondant à une compression forte et soudaine. Celle-ci se produit pour des valeurs d'énergie dépendantes de la longueur de fibre. Le facteur de compression maximal est trouvé supérieur à 30 permettant d'atteindre des valeurs temporelles minimales de 20 fs. Cependant, comme le montre la Fig. 2(b), pour des énergies supérieures à celles associées au palier, la trace temporelle est fortement structurée avec un piédestal comprenant plusieurs pics associés aux différents solitons issus du processus de fission. Par conséquent, l'auto-compression associée à une trace temporelle « propre » est limitée à l'énergie au niveau du saut de ce palier. Ces résultats ont permis de mettre en avant une loi d'échelle liant la longueur de fibre et l'énergie nécessaire à une compression optimale (Fig. 2(c)). Des mesures de FROG ont aussi été menées et sont résumées sur la Fig. 2(d). En particulier, la dynamique suivante est observée: aux basses énergies le spectre de l'impulsion s'élargit sous l'effet de la SPM. Puis, au cours de la montée en énergie l'impulsion se réduit jusqu'à arriver à une compression maximale lors de la dynamique solitonique. Pour une longueur de fibre expérimentale de 2 m, la compression optimale se produit à une énergie proche de 70 μJ. Pour une énergie supérieure, l'impulsion se fractionne par le phénomène de fission. Finalement, en ajustant simplement la longueur de fibre de 10 cm à 4 m, cette compression optimale a été reproduite sur une plage d'énergie accordable de 10 à 500 μJ.

En conclusion, la capacité d'une fibre à cœur creux de type Kagome commercialement disponible [5], à comprimer une impulsion de 600 fs à 20 fs par auto-compression solitonique est démontrée.

- [1] B. Debord, *et al.*, Opt. Express 22, 10735 (2014)
- [2] B. Debord, *et al.*, Optica, vol.4 ; issue 2, pp 209-217, 2017.
- [3] T. Balciunas, *et al.*, Nature Communications, vol. 6, no. 6117, 2015.
- [4] P Hölzer *et al.*, Phys Rev Lett 107 (20), 203901. 2011 Nov 07.
- [5] [www.glophotonics.fr/index.php/product-1.html](http://www.glophotonics.fr/index.php/product-1.html)
- [6] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics"
- [7] Mohammed F. Saleh, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 107, 203902, 2011
- [8] [www.amplitude-systemes.com/amplificateurs-s-pulse.html](http://www.amplitude-systemes.com/amplificateurs-s-pulse.html)

# INTERACTIONS NON LINEAIRES EFFICACES DANS DES GUIDES D'ONDE A BASE DE GAN.

Maksym GROMOVYI<sup>1\*</sup>, Fabrice SEMOND<sup>1</sup>, Julien BRAULT<sup>1</sup>, Aimeric COURVILLE<sup>1</sup>,  
Stéphanie Rennesson<sup>1</sup>, Pascal BALDI<sup>2</sup>, Jean-Yves DUBOZ<sup>1</sup>, Marc P. DE MICHELI<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Université Côte d'Azur, CNRS, CRHEA, rue Bernard Grégory, 06560 Valbonne, France

<sup>2</sup> Université Côte d'Azur, CNRS, IN $\Phi$ NI, Parc Valrose, 06100 Nice, France

[marc.de-micheli@unice.fr](mailto:marc.de-micheli@unice.fr)

## RÉSUMÉ

Grâce à une nouvelle combinaison des modes de croissances EJM et MOCVD nous avons réalisés des guides d'onde à base d'AlN et de GaN mono-cristalins sur saphir qui présentent de très faibles pertes à la propagation. Nous avons pu démontrer que ces guides ont des possibilités très intéressantes de doublage de fréquence dans le proche IR et le visible, interactions qui peuvent être poussées dans le visible et l'UV de fait de la large bande de transparence de ces matériaux.

**MOTS-CLEFS :** *GaN, optique intégrée, optique non linéaire, pertes à la propagation*

## 1. INTRODUCTION

Les interactions non linéaires dans des guides d'onde à base de semiconducteur de la famille des nitrures (AlN, GaN) ont récemment suscité beaucoup d'intérêt [1-3]. En effet, ces matériaux qui présentent des coefficients non linéaires intéressants (10 pm/V), une fenêtre de transparence étendue (0,2 à 5  $\mu$ m) et un gap direct, peuvent conduire à de nombreux composants intéressants.

Bien qu'un grand nombre de progrès aient été accomplis en ce qui concerne les couches AlN déposées par sputtering [3], les couches l'AlGaIn monocristallines obtenues essentiellement par hétéro-épitaxie sur des substrats de Si ou de saphir, présentent généralement de mauvaises qualités optiques [1,4].

Dans ce papier, nous présentons une nouvelle approche qui nous a permis de réaliser sur saphir des guides d'onde GaN présentant de très faibles pertes à la propagation et des efficacités de conversion proche IR-VIS de 2%, ce qui à notre connaissance constitue un record pour des guides GaN de ce type.

## 2. FABRICATION DE GUIDES NON LINEAIRES EFFICACES ET A FAIBLES PERTES DE PROPAGATION.

La grande différence d'indice qui existe en AlN et GaN permet de concevoir des guides de GaN sur AlN multimodes dans le visible et permettant d'utiliser la dispersion modale pour satisfaire la condition d'accord de phase qui est indispensable pour envisager des effets non linéaires efficaces.

Il est également nécessaire que ces structures présentent de faibles pertes à la propagation. Nous avons donc soigneusement étudié l'origine des pertes à la propagation dans les guides GaN. Nous avons ainsi pu montrer qu'une couche d'AlGaIn d'un micron d'épaisseur est suffisante pour confiner les modes dans la couche de GaN et les isoler du substrat et des premières couches de croissance fortement perturbées. L'incorporation de ce buffer épais nous a permis de réduire les pertes mais elles restent encore trop fortes (10dB/cm à 630 nm). Un pas important a été franchi quand nous avons compris que la rugosité cinétique de surface caractéristique des couches épitaxiées et qui n'est que d'une dizaine de nm en amplitude joue un rôle très important sur les pertes de propagation. L'amplitude de cette rugosité dépend de l'épaisseur des couches et ses

dimensions caractéristiques dans le plan dépendent de la température de croissance. Comme les croissances EJM et MOCVD ont lieu à des températures différentes, respectivement 800°C et 1050°C, l'aspect des surfaces obtenues par ces deux procédés est très différent.

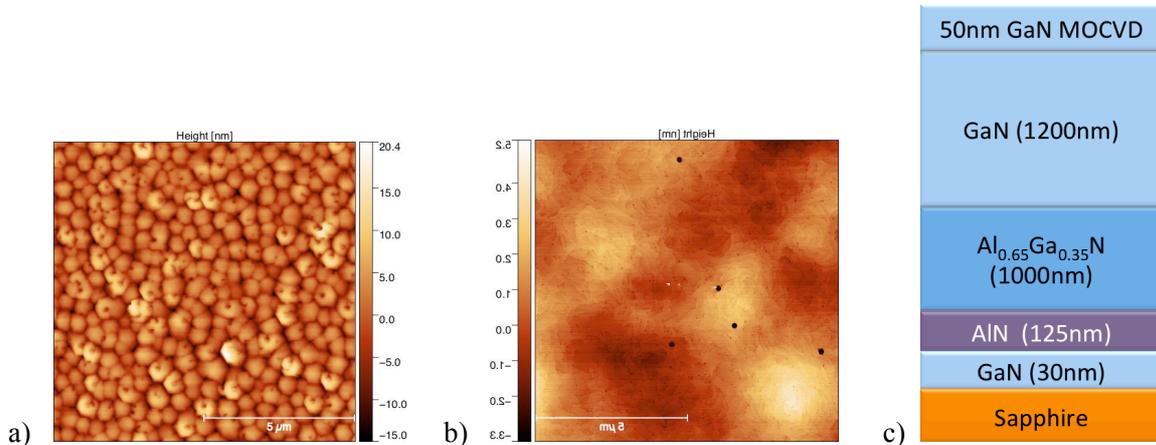


Fig. 1 : Etat de surface final d'une couche de GaN réalisé par EJM 1.a), MOCVD 1.b). 1.c) décrit l'empilement qui permet de réaliser un guide d'onde offrant de faibles pertes et des possibilités d'accord de phase modal entre le visible et le proche IR.

En les combinant, nous avons pu dramatiquement améliorer la qualité des couches et faire passer les pertes à la propagation de 10 à 1dB/cm.

### 3. GENERATION DE DEUXIEME HARMONIQUE

Ces faibles pertes à la propagation nous ont permis d'étudier la génération d'harmonique dans ces guides plans en utilisant le montage de couplage par prisme représenté dans la fig.2.

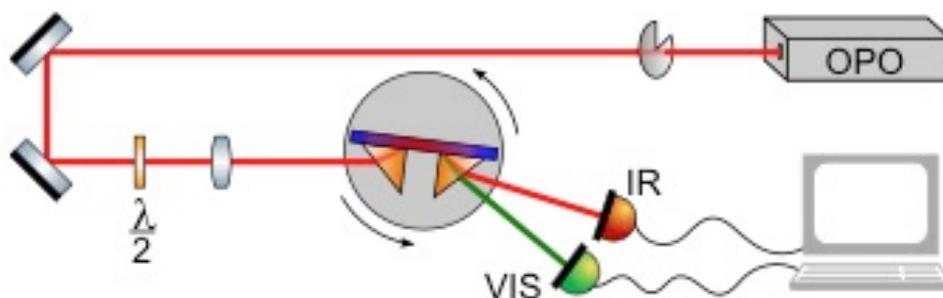


Fig. 2 : Dispositif de couplage par prisme. La source accordable utilisée est un OPO NT242 d'EKSPLA fournissant des impulsions de 5ns avec un taux de répétition de 1kHz à une longueur d'onde qui peut être choisie entre 210 et 2600 nm

La pompe à 1260nm, fournie par un OPO pulsé NT242 d'EKSPLA, est injectée dans le mode TM<sub>0</sub> et se propage sur 3mm avant d'être extraite par le deuxième prisme en même temps que l'harmonique à 630nm qui a été créée dans le mode TM<sub>2</sub>. Les deux ondes sont mesurées par des détecteurs appropriés et, dans la figure.3a) on obtient le pic d'accord de phase prévu par la théorie en traçant l'intensité de l'harmonique en fonction de la longueur d'onde de pompe. Dans fig. 3b) l'énergie des impulsions à 630nm est tracée en fonction de l'énergie des impulsions de pompe, ce qui nous permet d'observer une efficacité de conversion de 2% pour des impulsions de pompe de 400nJ.

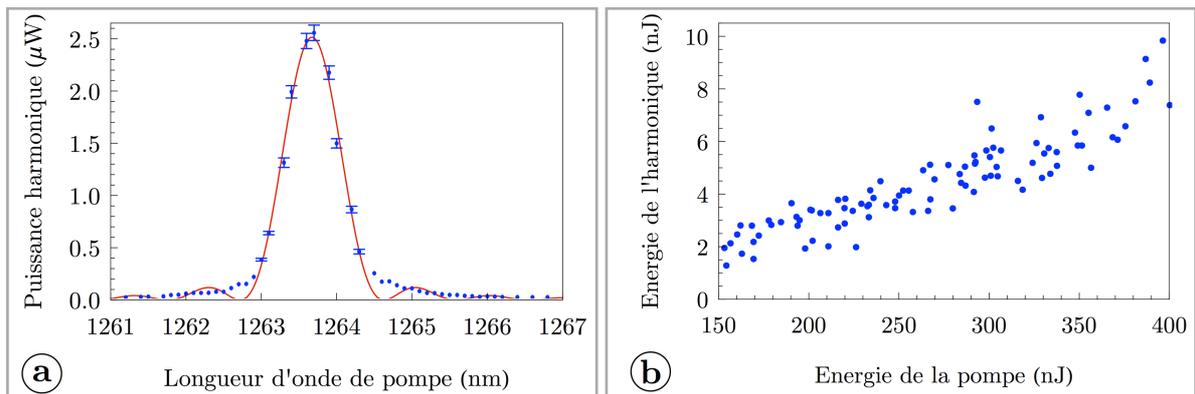


Fig. 3 : a) Spectre d'acceptance . b) Efficacité de conversion non linéaire

Pour obtenir un taux de conversion plus important nous sommes en train de fabriquer des guides ruban à partir de ces couches et nous présenterons les résultats à la conférence.

### CONCLUSION

En combinant hétéro-épitaxie par EJM et par MOCVD nous avons réalisées des guides GaN sur AlGaIn présentant 1 dB/cm de pertes à la propagation dans le visible et des contrastes d'indice suffisant pour permettre de satisfaire les conditions d'accord dans des conversions proche IR-VIS. Ces guides nous ont permis d'obtenir une efficacité de conversion de 2% dans des expériences de génération de deuxième harmonique, ce qui, dans la limite de nos connaissances constitue un record pour ce type de guides.

### RÉFÉRENCES

- [1] C. Xiong, et al. Integrated GaN photonic circuits on silicon(100) for second harmonic generation, *Optics Express*, vol. 19, no. 11, pp. 10462-10470, 2011
- [2] T. Troha, et al. UV second harmonic generation in AlN waveguides with modal phase matching, *Optical Materials Express*, vol. 6, no. 6, pp. 2014-2023, 2016
- [3] X. Guo, et al. Second-harmonic generation in aluminum nitride microrings with 2500%/W conversion efficiency, *Optica*, vol. 3, no. 10, pp. 1126-11131, 2016
- [4] A. Stolz, et al. Optical waveguide loss minimized into gallium nitride based structures grown by metal organic vapor phase epitaxy, *Applied Physics Letters*, vol. 98, no. 16, pp. 161903, 2011

# MESURE DE L'EFFET KERR DANS DES GUIDES PLANS PAR ANALYSE DE FAISCEAUX AUTO-PIEGES

**Tintu Kuriakose<sup>1</sup>, Emeline Baudet<sup>2</sup>, Rémi Boidin<sup>3</sup>, Mahmoud M. R. Elsayw<sup>4</sup>, Petr Němec<sup>3</sup>,  
Virginie Nazabal<sup>2</sup>, Gilles Renversez<sup>4</sup> et Mathieu Chauvet<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*FEMTO-ST Institute, UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté, 15B avenue des  
Montboucons, 25030 Besançon – France*

<sup>2</sup>*Institut des sciences chimiques de Rennes, UMR CNRS 6226, Equipe Verres et Céramiques,  
Université de Rennes 1, 35042 Rennes, France*

<sup>3</sup>*Department of Graphic Arts and Photophysics, Faculty of chemical Technology, University  
of Pardubice, Studentská 573, 53210 Pardubice, Czech Republic*

<sup>4</sup>*Université d'Aix-Marseille, CNRS, Centrale Marseille, Institut Fresnel, Marseille 13013,  
France*

**[tintu.kuriakose@femto-st.fr](mailto:tintu.kuriakose@femto-st.fr)**

## RÉSUMÉ

Nous présentons une nouvelle technique expérimentale basée sur l'analyse de faisceaux auto-piégés pour mesurer les non-linéarités Kerr dans des guides plans. Cette technique est appliquée pour analyser les propriétés non linéaires de guides constitués de verres de chalcogénure Ge-Sb-Se qui possèdent un effet Kerr autorisant la formation de solitons spatiaux. Les caractéristiques optiques linéaires et non linéaires de ces structures sont étudiées à 1550 nm en régime femtoseconde. Les coefficients non linéaires obtenus par la technique proposée sont en accord avec les valeurs publiées dans la littérature.

**MOTS-CLEFS :** *Effet Kerr, guides planaires, Kerr; auto-focalisation, chalcogénures*

## 1. INTRODUCTION

Les matériaux optiques non linéaires suscitent un grand intérêt, tant du point de vue fondamental que du point de vue des applications. Différentes techniques telles que la spectroscopie d'absorption à deux photons, le mélange d'ondes, la génération de troisième harmonique, l'interférométrie non linéaire, l'obturateur Kerr optique ou encore l'auto modulation de phase ont été développées pour mesurer l'effet non linéaire Kerr ainsi que les coefficients d'absorption non linéaire [1]. Les études antérieures sur les propriétés non linéaires des verres de chalcogénure sont le plus souvent basées sur la technique Z-scan [2], qui est appropriée pour analyser les matériaux massifs ou sous la forme de lames minces. Toutefois, pour étudier ces propriétés non linéaires dans des couches très minces formant des guides d'ondes planaires, d'autres techniques doivent être utilisées. Nous proposons ici une technique basée sur l'analyse de l'auto-piégeage du faisceau. L'auto-piégeage se produit lorsque l'effet de diffraction est compensé par un changement d'indice non linéaire induit par le faisceau lui-même [3]. Un tel effet peut même conduire à la formation de solitons spatiaux, qui sont des faisceaux qui se propagent sans changer leur forme. Parmi la variété de matériaux non linéaires, les verres à chalcogénure sont d'un grand intérêt en raison de leur forte non-linéarité de Kerr, de faibles pertes, de faibles coûts de fabrication et d'un potentiel application important dans le spectre de l'infrarouge. Bien que les propriétés des verres massifs de chalcogénure soient bien connues il n'en est pas de même lorsqu'ils sont déposés sous la forme de films minces. En effet, les films déposés ont souvent des propriétés non linéaires qui diffèrent significativement du verre initial massif. Nous présentons donc ici la caractérisation optique de guides d'ondes planaires de chalcogénures par des

faisceaux auto-piégés. Cette technique est bien adaptée pour mesurer la non-linéarité optique dans les guides d'onde plans de toute composition.

## 2. TECHNIQUE DES FAISCEAUX AUTO-PIEGES

La technique proposée consiste à injecter un laser impulsif dans un guide d'onde planaire tandis que le profil de faisceau en sortie est analysé avec une caméra. Lorsque le faisceau injecté est focalisé (typiquement de 10 à 30  $\mu\text{m}$  de large), il s'élargit en raison de la diffraction en régime linéaire. Dans le régime non linéaire, c'est-à-dire à haute puissance, la diffraction est modifiée soit par auto-focalisation soit par auto-défocalisation. Pour modéliser la propagation du faisceau optique, on utilise l'équation non linéaire de Schrödinger. Elle peut s'écrire sous la forme [4]

$$\frac{\partial E_{(x,y)}}{\partial z} - \frac{i}{2k} \frac{\partial^2 E_{(x,y)}}{\partial x^2} + \frac{\alpha}{2} E_{(x,y)} - i \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I E_{(x,y)} = 0 \quad (1)$$

Où  $E(x, y)$  est le champ électrique optique qui est lié à la distribution d'intensité du faisceau par,  $I = |E|^2$ .  $n_2$  est le coefficient non linéaire de Kerr,  $\alpha$  est l'absorption,  $k$  est la constante de propagation dans le milieu. Le coefficient de Kerr est déduit par l'analyse de la modification du profil de faisceau de sortie en fonction de la puissance lumineuse injectée. Enfin, les résultats expérimentaux sont comparés avec les simulations données par l'équation (1) résolue avec une méthode de propagation du faisceau (BPM) [5].

## 3. CHARACTERISATION DE GUIDES PLANS

Nous avons étudié des structures constituées de verres Ge-Sb-Se déposés par la technique de pulvérisation par magnétron à radiofréquence sur des plaquettes de silicium oxydées [6]. La structure et les propriétés physico-chimiques ont tout d'abord été analysées en utilisant la spectroscopie micro-Raman et la diffraction des rayons X. L'épaisseur et l'indice de réfraction des guides d'ondes ont été caractérisés par microscopie électronique à balayage, ellipsométrie et technique de couplage par prisme. Des guides d'onde dont la couche guidante a une épaisseur de 3  $\mu\text{m}$  ont été réalisés pour deux compositions chimiques:  $\text{Ge}_{28.3} \text{Sb}_{6.8} \text{Se}_{64.9}$ ,  $\text{Ge}_{12.1} \text{Sb}_{25.5} \text{Se}_{62.5}$  appelés respectivement  $\text{Se}_2$  et  $\text{Se}_6$  par la suite.

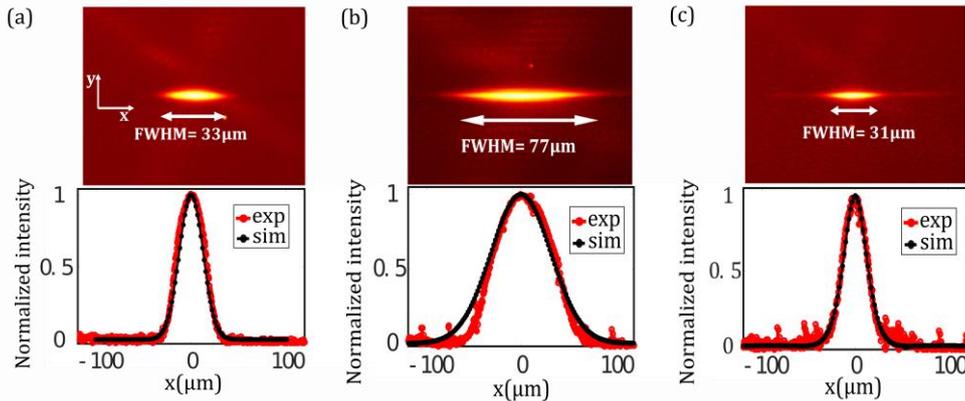


Fig. 1: Les images expérimentales et la comparaison entre les profils expérimentaux et numériques d'analyse d'auto-piégeage de faisceau en fonction de l'intensité de pic d'entrée dans une longueur de 1 cm  $\text{Ge}_{12.1} \text{Sb}_{25.5} \text{Se}_{62.5}$  guide d'ondes planaire (a) faisceau d'entrée, (b) sortie diffractée Faisceau en régime linéaire, (c) faisceau auto-piégé conduisant à la formation de solitons. Les courbes rouges correspondent aux résultats expérimentaux et les courbes noires correspondent aux ajustements numériques.

Les mesures optiques sont effectuées en utilisant des impulsions laser de durée 200 fs délivrée par un oscillateur paramétrique optique accordable avec un taux de répétition de 80 MHz. Les pertes linéaires des guides ont été mesurées à  $0,26 \text{ cm}^{-1}$  pour  $\text{Se}_6$  et  $0,19 \text{ cm}^{-1}$  pour  $\text{Se}_2$ . Des mesures de la transmission en fonction de l'intensité ont conduit à l'extraction des coefficients d'absorption à 2 photons. Notre méthode originale basée sur l'analyse d'auto-piégeage a ensuite été mise en œuvre pour déduire la non-linéarité de Kerr. Ainsi une observation typique faite dans à la sortie d'un guide  $\text{Se}_6$  de 1 cm de longueur est présentée sur la figure 1. Le faisceau à  $1,55 \mu\text{m}$  injecté à l'entrée a une taille de  $33 \mu\text{m}$  (FWHM) dans la dimension transversale (fig. 1a). Le profil du faisceau à la sortie du guide est imagé sur une caméra vidicon à l'aide d'un objectif de microscope. A faible intensité d'entrée ( $0,07 \text{ GW/cm}^2$ ), le faisceau diffracte et sa largeur est d'environ  $77 \mu\text{m}$  (fig. 1b). A une intensité plus élevée, on observe un rétrécissement du faisceau qui révèle un coefficient Kerr  $n_2$  positif. Une augmentation supplémentaire de la puissance du faisceau conduit à la formation d'un soliton spatial comme représenté sur la figure (1c). La formation du soliton spatial de Kerr est confirmée en comparant les profils des faisceaux en entrée et en sortie. Dans notre cas, le soliton est observé pour une intensité d'entrée de  $0,33 \text{ GW/cm}^2$ . La comparaison des résultats expérimentaux avec les simulations numériques données par l'équation (1) résolue par BPM donne un coefficient non linéaire  $n_2$  de  $32,5 \pm 2,5 \times 10^{-18} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ . Les principales sources d'erreur sont dues à l'incertitude de l'intensité incidente et de la largeur du faisceau d'entrée. Des expériences similaires faites dans des échantillons de  $\text{Se}_2$  donne un coefficient  $n_2$  de  $10,5 \pm 1,5 \times 10^{-18} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ . Pour évaluer la validité de la technique proposée, nous avons comparé ces valeurs avec celle obtenue par la technique de Z-scan dans les verres massifs de chalcogénure de composition similaire [7]. Le bon accord trouvé montre que la technique basée sur l'auto-piégeage par faisceau convient bien pour mesurer les propriétés optiques dans les guides d'onde.

## CONCLUSION

Nous avons démontré que l'analyse de profil de faisceaux auto-piégés est une technique adéquate pour mesurer la non-linéarité de Kerr dans les guides d'ondes planaires. Les coefficients d'indice de réfraction non linéaire de guides constitués de verre de chalcogénure Ge-Sb-Se ont été obtenus. Les fortes non-linéarités mesurées et les faibles pertes de propagation de ces guides d'ondes planaires les rendent aptes à la réalisation de dispositifs photoniques non linéaires.

## RÉFÉRENCES

- [1] A. Zakery and S. R. Elliott, *Optical Nonlinearities in Chalcogenide Glasses and Their Applications*, Springer Series in Optical Sciences No. 135, Springer, 2007.
- [2] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T.-H. Wei, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland, "Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam," *IEEE J. Quantum Electron.* **26**,760–769, 1990.
- [3] R. Y. Chiao, E. Garmire, and C. H. Townes, "Self-trapping of optical beams," *Phys. Rev. Lett.* **13**, 479, 1964.
- [4] J. S. Aitchison, D. C. Hutchings, J. U. Kang, G. I. Stegeman, and A. Villeneuve, "The nonlinear optical properties of AlGaAs at the half band gap," *IEEE J. Quantum Electron.* **33**,341–348, 1997.
- [5] L. Thylen, "The beam propagation method: an analysis of its applicability," *Opt. Quantum Electron.* **15**, 433–439, 1983.
- [6] V. Nazabal, F. Charpentier, J.-L. Adam, P. Nemeč, H. Lhermite, M.-L. Brandily-Anne, J. Charrier, J.-P. Guin, and A. Moréac, "Sputtering and Pulsed Laser Deposition for Near- and Mid-Infrared Applications: A Comparative Study of  $\text{Ge}_{25}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  and  $\text{Ge}_{25}\text{Sb}_{10}\text{Se}_{65}$  Amorphous Thin Films: Sputtering and Pulsed Laser Deposition for Near- and Mid-IR Applications," *Int. J. Appl. Ceram. Technol.* **8**, 990–1000, 2011.
- [7] M. Olivier, J. C. Tchahame, P. Nemeč, M. Chauvet, V. Besse, C. Cassagne, G. Boudebs, G. Renversez, R. Boidin, E. Baudet, and V. Nazabal, "Structure, nonlinear properties, and photosensitivity of  $(\text{GeSe}_2)_{100-x}(\text{Sb}_2\text{Se}_3)_x$  glasses," *Opt. Mater. Express* **4**,525, 2014.

# PLASMONIQUE NONLINÉAIRE INTÉGRÉE DANS LA BANDE C: CONTRÔLE ET RENFORCEMENT DES EFFETS NONLINÉAIRES VIA DES MÉTAMATÉRIAUX RÉALISTES

Mahmoud M. R. Elsayw et Gilles Renversez

Université d'Aix-Marseille, CNRS, Centrale Marseille, Institut Fresnel UMR 7249  
Avenue Escadrille Normandie-Niémen, 13397 Marseille, France

gilles.renversez@univ-amu.fr

## RÉSUMÉ

Nous étudions des guides d'ondes plasmoniques nonlinéaires à fente. Nous démontrons le rôle clef de l'anisotropie du cœur et de la permittivité des couches l'entourant dans le contrôle des effets de la nonlinéarité Kerr présente dans le cœur du guide. Nous sommes ainsi capables d'exhiber des configurations réalistes où la puissance seuil d'émergence du mode asymétrique, signature d'un guide extrêmement nonlinéaire, est réduite de 2 ou 3 ordres de grandeurs par rapport aux configurations isotropes, ou encore des configurations où une nonlinéarité focalisante initiale donne naissance à une nonlinéarité effective défocalisante.

**MOTS-CLEFS :** *plasmonique nonlinéaire intégrée, guide à fente, effet Kerr, plasmon-soliton, anisotropie, métamatériaux, nonlinéarité effective*

## 1. INTRODUCTION

Le travail présenté s'inscrit dans le thème de la plasmonique nonlinéaire intégrée et plus généralement dans le contrôle des effets nonlinéaires par la structure du guide d'onde dans lequel ils se produisent. Contrairement à ce qui est fait usuellement en optique nonlinéaire nous tenons compte du profil spatial des solutions nonlinéaires. Ceci est requis pour les guides extrêmement nonlinéaires comme le montre comme le montre nos derniers résultats. Nous nous intéresserons plus particulièrement au guide à fente avec un cœur constitué d'un diélectrique ayant une nonlinéarité de type Kerr [1, 2]. En leur sein, en plus du fort confinement du champ électromagnétique propre aux structures plasmoniques, la puissance optique, du fait de la nonlinéarité, est un nouveau paramètre de contrôle des ondes s'y propageant [3, 4]. Nous déterminons les solutions du problème homogène non-linéaire dans ce guide plasmonique nonlinéaire à fente (GPNF) dans deux cas de figures afin de démontrer et quantifier les effets de l'anisotropie ou de la permittivité sur la nonlinéarité effective du guide. Le premier cas de figure est celui où le cœur nonlinéaire est anisotrope. Le second cas correspond à des guides où les régions entourant le cœur sont réalisées en métamatériau. Dans les deux cas de figure, les matériaux sont obtenus par des multi-couches de deux matériaux isotropes réalistes.

## 2. MODÈLES COMMUNS

Nous ne considérerons que le cas des structures symétriques 1D où un mode asymétrique peut émerger par une bifurcation de Hopf [2] à partir du mode symétrique, même si des GPNFs asymétriques simples ont déjà été étudiés [4]. Cet aspect peut sembler, de prime abord uniquement théorique, mais il n'en est rien. En effet, l'apparition d'un tel mode asymétrique est la signature d'effets nonlinéaires extrêmement puissants. C'est donc un marqueur simple de l'importance de la nonlinéarité dans le guide étudié.  $d_{core}$  est l'épaisseur du cœur, et les couches externes sont considérées comme semi-finies (voir Fig. 1). Nous ne considérerons ici que les ondes transverses magnétiques (TM) se propageant le long de l'axe d'invariance ( $Oz$ ) du guide même si des travaux récents ont démontré l'existence d'ondes transverses électriques dans certaines de ces structures [5]. Toutes les composantes des champs électromagnétiques évoluent comme  $\exp[i(k_0 n_{eff} z - \omega t)]$  avec  $k_0 = \omega/c$  où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide,  $\omega$  la pulsation, et  $n_{eff}$  l'indice effectif du mode considéré. Les diélectriques nonlinéaires considérés sont de type Kerr isotrope et focalisant. Afin de traiter tous les cas décrits dans cette étude, nous avons dû généraliser

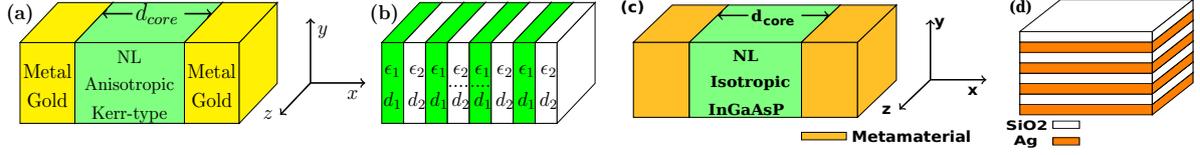


FIGURE 1 : (a) GPNF avec un cœur nonlinéaire anisotrope, construit via un métamatériau, entouré des deux régions périphériques semi-infinies. (b) détail du cœur nonlinéaire anisotrope en métamatériau obtenu par un empilement de deux types couches minces isotropes de permittivités et d'épaisseurs respectives  $\epsilon_1$  et  $d_1$ , et  $\epsilon_2$  et  $d_2$ , seul le matériau 1 est nonlinéaire de coefficient  $n_{2,1}$ . (c) : GPNF avec un coeur nonlinéaire isotrope et deux régions périphériques anisotropes à base de métamatériau. (d) : détail d'une des régions périphériques obtenue par un empilement de deux types couches minces isotropes dans une autre orientation que dans (b).

l'algorithme à puissance fixée [6] développé initialement au sein de la méthode des éléments finis pour le cas scalaire afin de calculer les solutions stationnaires et leurs courbes de dispersion nonlinéaire [7]. Nous avons aussi généralisé un de nos modèles semi-analytiques aux configurations anisotropes afin de disposer de deux modèles complémentaires pour la validation de nos deux nouvelles méthodes [6]. Dans le travail présenté ici, nous nous concentrons uniquement sur le contrôle et le renforcement des effets nonlinéaires. Les pertes de propagation peuvent être, soit calculées directement, soit estimées à partir des profils des champs et des parties imaginaires des permittivités comme décrits dans la référence [3].

### 3. CŒUR NONLINÉAIRE ANISOTROPE À BASE DE MÉTAMATÉRIAU

Nous supposons que le tenseur de permittivité relative est complexe et diagonal :  $\bar{\bar{\epsilon}}(x) = \bar{\epsilon}(x) + i\bar{\epsilon}''(x)$ . Dans l'obtention des relations de dispersion nonlinéaire pour notre modèle semi-analytique, nous ne considérons que la partie réelle du tenseur de permittivité  $\bar{\epsilon}(x) = [\epsilon_x \ \epsilon_y \ \epsilon_z]$  de manière que  $\epsilon_j = \epsilon_{jj} + \alpha|\mathbf{E}|^2$ , où  $\epsilon_{jj}$  est la partie réelle de la  $j$ -ième composante du tenseur et  $\alpha$  est le paramètre nonlinéaire correspondant (ici seul le cas simplifié d'une nonlinéarité isotrope est présenté par soucis de simplicité). L'alignement de l'empilement présenté en Fig. 1(b) avec des couches parallèles l'axe  $y$  permet d'obtenir un tenseur de permittivité effective  $\bar{\epsilon}$  de la forme :  $[\epsilon_x = \epsilon_{\perp} \ \epsilon_y = \epsilon_{//} \ \epsilon_z = \epsilon_{//}]$ . Ces permittivités peuvent être calculées explicitement dans le cadre de la théorie de milieux composites par les formules suivantes :  $\epsilon_y = \epsilon_z = r\epsilon_2 + (1-r)\epsilon_1 = \epsilon_{//}$  et  $\epsilon_x = \frac{\epsilon_1\epsilon_2}{r\epsilon_1 + (1-r)\epsilon_2} = \epsilon_{\perp}$  où  $r = \frac{d_2}{d_1+d_2}$  est la fraction de  $2^{nd}$  matériau dans le multicouche. Ceci implique que nous générons une réponse effective nonlinéaire anisotrope pour les ondes de type TM, contrairement à la ref. [8] dans laquelle la réponse effective nonlinéaire du métamatériau est en fait isotrope. Dans ce cadre et pour notre modèle semi-analytique, nous pouvons obtenir une expression analytique explicite pour la nonlinéarité effective :

$$a_{nl} = -\tilde{\alpha}[\Re(n_{eff})]^2 ([\Re(n_{eff})]^2 (\epsilon_{xx} - \epsilon_{zz}) - \epsilon_{xx}^2) / (\epsilon_{xx}^4 c^2 \epsilon_0^2) \quad (1)$$

avec  $\tilde{\alpha} = \epsilon_0 c \Re(\epsilon_1)(1-r)n_{2,1}$ ,  $n_{2,1}$  étant le coefficient nonlinéaire du matériau 1. A partir de cette équation, nous pouvons faire plusieurs constats. Premièrement,  $a_{nl}$  tend vers  $a_{nl,ISOTROPE}$  obtenue dans [3] quand  $\epsilon_{xx}$  tend vers  $\epsilon_{zz}$ , deuxièmement  $a_{nl}$  peut être positive ou négative en fonction des valeurs de  $\epsilon_{xx}$ ,  $\epsilon_{zz}$  or ces termes sont ajustables par le paramètre  $r$  décrivant le métamatériau. Et troisièmement, on peut augmenter fortement la nonlinéarité effective dans les configurations de type métamatériau elliptique réaliste [6] avec  $\epsilon_{zz} \gg \epsilon_{xx} > 0$ . Nous avons là une illustration très claire du contrôle des effets nonlinéaires par l'utilisation de métamatériaux. Ceci est illustré Fig. 2(a) où sont représentées les courbes de dispersion nonlinéaire pour une configuration isotrope et une autre anisotrope (notez l'échelle logarithmique en abscisse).

### 4. GAINE EXTÉRIEURE À BASE D'UN MÉTAMATÉRIAU

Les deux gaines extérieures sont obtenues par un empilement de deux couches minces (Ag et SiO<sub>2</sub>) [6]. Par rapport à la configuration précédente, l'orientation des couches est parallèle à l'axe de  $x$  ce qui induit une réponse diélectrique isotrope pour les ondes TM (see Fig. 1(d)). Pour le cœur nonlinéaire

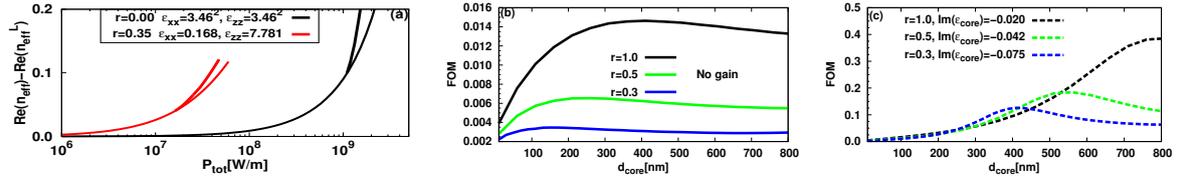


FIGURE 2 : (a) Pour un cœur nonlinéaire anisotrope : courbes de dispersion nonlinéaire en fonction de la puissance totale  $P_{tot}$  dans un cas isotrope et un cas anisotrope pour le même coefficient nonlinéaire, la même épaisseur de guide et la même longueur d'onde. Les courbes ont été translatées en ordonnée pour améliorer la visibilité avec  $\Re(n_{eff}^L)$  la partie réelle de l'indice effectif de la solution linéaire. (b) et (c) FOM (figure de mérite) pour une gaine anisotrope en fonction du paramètre  $r$  décrivant la composition du métamatériau. (b) sans gain (c) avec gain.

nous avons choisi un semi-conducteur actif InGaAsP car son coefficient nonlinéaire, peut être augmenter au voisinage de la longueur d'onde bandgap, son absorption à deux photons est très faible dans la bande C, et il peut aussi agir comme un matériau à gain dans cette bande [9] ce qui permet de compenser les pertes linéaires induites par la présence de métal (Ag) dans le métamatériau. Les figures 2(b-c) illustrent cet impact. Pour calculer le figure de mérite (FOM) des guides, nous utilisons la formule décrite dans la référence [10]. On constate une très forte augmentation du FOM pour toutes les valeurs de  $r$  testées entre la configuration avec gain et celle sans gain. Pour des valeurs modestes de  $r$ , on observe un renforcement d'un facteur 100 du FOM entre les deux configurations pour des tailles de cœur voisine de 400 nm. Il est important de noter que toutes les valeurs de permittivité et de gain utilisées sont réalistes et valides [9].

## 5. CONCLUSION

Nous avons montré dans deux configurations distinctes que les effets nonlinéaires pouvaient être contrôlés via l'utilisation de métamatériaux et donc par la géométrie "fine" du guide. Dans notre présentation, nous montrerons aussi deux problèmes souvent négligés à savoir la nécessité de repartir sur la définition initiale du paramètre nonlinéaire  $\gamma$  intervenant dans la modélisation de la propagation nonlinéaire NLSE notamment pour les guides en plasmonique nonlinéaire. Nous montrerons aussi comment contourner les problèmes de modélisation, à base d'éléments finis en plasmonique nonlinéaire 2D, liés l'apparition de singularité du champ électromagnétique dans les coins.

## RÉFÉRENCES

- [1] E. Feigenbaum and M. Orenstein, "Plasmon-soliton," *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 6, pp. 674–676, 2007.
- [2] A. R. Davoyan, I. V. Shadrivov, and Y. S. Kivshar, "Nonlinear plasmonic slot waveguide," *Opt. Express*, vol. 16, no. 26, pp. 21 209–21 214, 2008.
- [3] W. Walasik and G. Renversez, "Plasmon-soliton waves in planar slot waveguides. I. Modeling," *Phys. Rev. A*, vol. 93, p. 013825, 2016.
- [4] W. Walasik, G. Renversez, and F. Ye, "Plasmon-soliton waves in planar slot waveguides. II. Results for stationary waves and stability analysis," *Phys. Rev. A*, vol. 93, p. 013826, Jan 2016.
- [5] M. C. M. M. R. Elsayy, V. Nazabal and G. Renversez, "Improved nonlinear plasmonic slot waveguide : a full study," in *Nanophotonics VI*, ser. SPIE Photonics Europe, vol. 9884, 2016, p. 988420J.
- [6] M. M. R. Elsayy and G. Renversez, "Study of plasmonic slot waveguides with a nonlinear metamaterial core : semi-analytical and numerical methods," *e-print arXiv : 1611.05233*, 2017.
- [7] F. Drouart, G. Renversez, A. Nicolet, and C. Geuzaine, "Spatial Kerr solitons in optical fibres of finite size cross section : beyond the Townes soliton," *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.*, vol. 10, no. 12, p. 125101, 2008.
- [8] A. Ciattoni, C. Rizza, and E. Palange, "Extreme nonlinear electrodynamics in metamaterials with very small linear dielectric permittivity," *Phys. Rev. A*, vol. 81, no. 4, p. 043839, 2010.
- [9] J. S. T. Smalley, F. Vallini, S. Shahin, B. Kanté, and Y. Fainman, "Gain-enhanced high-k transmission through metal-semiconductor hyperbolic metamaterials," *Opt. Mat. Express*, vol. 5, no. 10, p. 2300, 2015.
- [10] G. Li, C. M. de Sterke, and S. Palomba, "Figure of merit for Kerr nonlinear plasmonic waveguides," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 10, no. 4, pp. 639–646, 2016.