

RUPTURE D'UN BARRAGE DE PHOTONS DANS LES FIBRES OPTIQUES

Gang Xu^{1*}, Matteo Conforti¹, Alexandre Kudlinski¹, Arnaud Mussot¹, Stefano Trillo²

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

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

gang.xu@ircica.univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions l'analogie entre le phénomène classique de rupture de barrage existant en eaux peu profondes et l'évolution d'une impulsion avec un saut d'intensité dans une fibre optique. Nous observons clairement la transformation de cette impulsion à deux niveaux (barrage photonique) vers une paire d'onde de raréfaction et d'onde de choc dispersive se propageant en sens opposé. Nos résultats mettent en évidence une transition critique des ondes de choc dispersives vers un état d'auto-cavitation, qui est également appelé *vacuum point* dans le langage de la dynamique des fluides.

MOTS-CLEFS : *optique non linéaire ; fibre optique ; propagation des ondes ; onde de choc dispersive.*

1. INTRODUCTION

La rupture de barrage hydrodynamique provoquée par des catastrophes naturelles telles que les tremblements de terre ou les fortes pluies peut causer d'énormes pertes en termes de vie humaines. Afin de mieux appréhender sa dynamique de formation, mais aussi en raison de l'intérêt mathématique et numérique du problème, ce phénomène a largement été étudié [1-3]. Cependant, aucune observation expérimentale claire et précise n'a encore été rapportée. Dans ce résumé, nous présentons une observation expérimentale de ce phénomène dans une fibre optique, dans laquelle une impulsion possédant un saut d'intensité brutal se propage. On peut montrer théoriquement que la dynamique qu'elle subit est comparable à la dynamique de rupture d'un barrage en hydrodynamique. Nous montrons que l'impulsion évolue vers une onde de raréfaction (OR), et une onde de choc dispersive (OCD) dont l'intensité peut être nulle en un point (*vacuum point*). La dynamique d'évolution de la position temporelle de ces *vacuum points* est en excellent accord avec les simulations numériques. Cela permet de valider quantitativement la théorie de modulation de Whitham [4], dans le cadre de l'équation de Schrödinger non linéaire.

2. MODELES NUMERIQUES ET THEORIQUES

Notre modèle théorique et les simulations numériques dans les fibres optiques sont basés sur l'équation de Schrödinger non linéaire (NLSE) unidimensionnelle [1] :

$$\partial_z A = -\frac{i\beta_2}{2} \partial_{TT} A + i\gamma |A|^2 A - \frac{\alpha}{2} A, \quad (1)$$

où Z est la coordonnée longitudinale, T est le temps exprimé dans un repère se déplaçant à la vitesse du groupe de l'impulsion, $A(T, Z)$ est l'amplitude du champ optique, avec $A(T, 0) = P_L^{1/2}$ pour $T < 0$ et $A(T, 0) = P_R^{1/2}$ pour $T > 0$, comme illustré sur la Fig. 1(b2). P_L et P_R sont les niveaux bas et haut du barrage optique respectivement. Dans l'Eq. (1), β_2 est la dispersion de vitesse de groupe, α est le coefficient de pertes linéiques et γ est le coefficient non linéaire. Notez que nous avons vérifié numériquement que les effets des ordres supérieurs de dispersion ainsi que l'effet Raman peuvent

être négligés. Pour simplifier les notations, nous utilisons la normalisation $z = Z/Z_0$, $t = T/T_0$ avec $Z_0 = (\gamma P_R)^{-1}$, $T_0 = (\beta_2/\gamma/P_R)^{1/2}$, $\rho = |A|^2/P_R$, ainsi que la variable auto-similaire $\tau = t/z$.

A partir de la transformation de *Madelung* [1-3], nous avons obtenu la forme hydrodynamique de l'Eq. (1), incluant le *chirp* (vitesse) et l'intensité du champ optique. L'analyse de la vitesse de propagation en introduisant les quatre invariants Riemann [2] révèle que cette discontinuité évolue vers une OR et une OCD, séparés par un plateau dont l'intensité est $\rho_i = (\rho_L^{1/2} + \rho_R^{1/2})^2/4$. Avec la condition de Rankine-Hugoniot [1], on obtient les vitesses limites de l'OR : $\tau_4 = \rho_R^{1/2}$, $\tau_3 = (3\rho_L^{1/2} - \rho_R^{1/2})/2$. Dans le cadre des théories de modulation de Whitahm [4], les vitesses limites pour l'OCD sont $\tau_2 = -(\rho_L^{1/2} + \rho_R^{1/2})/2$ et $\tau_1 = (\rho_L - 2\rho_R)/\rho_R^{1/2}$ respectivement [5].

3. OBSERVATION EXPERIMENTALE DE LA RUPTURE D'UN BARRAGES PHOTONIQUE

Le schéma de notre montage expérimental est représenté sur la Fig1. (a). Il est largement inspiré nos travaux de la Ref. [6] sur les OCD. Nous avons utilisé un modulateur électro-optique pour générer une impulsion à 2 niveaux d'une durée de 1 ns avec un niveau bas égal à 16% du niveau haut. L'impulsion est ensuite amplifiée par un amplificateur à fibre dopée erbium pour atteindre une puissance crête de 0,6 W ($P_R = 0,6$ W, $P_L = 0,1$ W) et elle est injectée dans une fibre à compensation de dispersion (DCF) dont les paramètres sont listés dans la légende de la Fig. 1. Les pertes linéaires de la fibre sont presque totalement compensées par une pompe Raman contra-propagative centrée à 1480 nm. Le profil d'intensité à la sortie de cette DCF sans perte a été enregistré en utilisant un oscilloscope d'échantillonnage optique avec une résolution de l'ordre de la ps, comme on le voit sur la Fig. 1 (c1). Nous voyons clairement que le barrage de photons évolue vers une paire d'OR (à gauche) et OCD (à droite) qui se propagent dans des directions opposées, et qui sont séparés par un plateau étroit entre eux, dont l'intensité $P_i = 0,289$ W est en excellent accord avec les prédictions théoriques (0,297 W) détaillées dans la section 2.

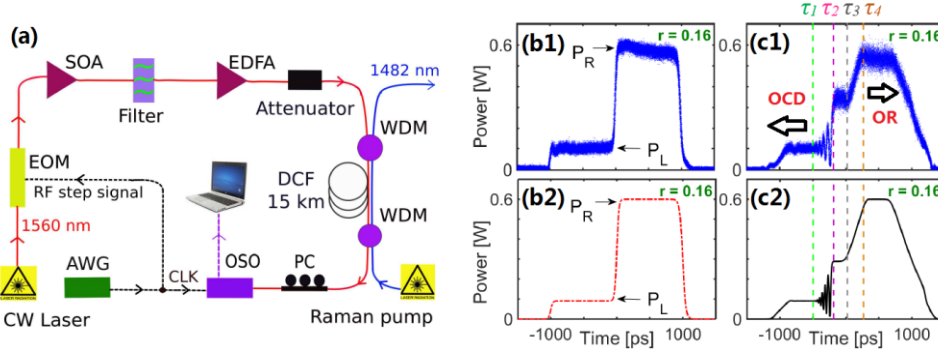


Fig. 1 : (a) Montage expérimental permettant d'observer la dynamique de rupture de barrage dans la fibre optique. AWG, *Arbitrary Wave Generator*; EOM, *Electro-Optic Modulator*; EDFA, *Erbium-doped Fiber Amplifier*; PC, *Polarization controller*; OSO, *Optical Sampling Oscilloscope*; SOA, *Semiconductor optical amplifier*. DCF : *Dispersion compensating fiber* ; WDM, *Wavelength Division Multiplexing*. (b-c) : évolution temporelle de l'impulsion optique dans la DCF. (b1-c1) Observations expérimentale. (b2-c2) Simulations numériques correspondantes à partir de la NLS (1). Conditions initiales à gauche, sortie de fibre à droite. Les lignes pointillées désignent les positions de τ_1 , τ_2 , τ_3 et τ_4 . Paramètres : longueur de la fibre, 15 km, perte linéaire, 0,5 dB/km, dispersion de la vitesse du groupe, $1,7 \cdot 10^{-25}$ s²/m, coefficient non linéaire 3 km⁻¹W⁻¹, longueur d'onde de la source, 1560 nm.

4. DYNAMIQUE DES VACUUM POINTS

Nous avons également observé, pour la première fois à notre connaissance, la présence des états de cavitation (*vacuum points*) des OCDs. Nous avons augmenté la puissance maximale disponible de notre configuration à $P_R = 1$ W afin d'étudier plus précisément leur dynamique de formation en fonction du ratio $r = P_L/P_R$, un paramètre de contrôle des *états de cavitation*. Un

exemple typique est illustré dans l'encart de la Fig. 2(e) avec $r = 0,05$. On constate que l'enveloppe de l'OCD n'est pas monotone et que le niveau d'intensité le plus faible est très proche de zéro (voir le cercle rouge), mais non nul. En effet, la théorie de modulation de Whitham [2-4] nous donne une valeur de seuil d'apparition de la cavitation de $r = 1/9$. La Fig. 2(a-d) présente l'évolution du point d'auto-cavitation en fonction de r . Au-dessous du seuil, l'enveloppe de l'OCD est monotone et n'engendre pas de cavitation (a1-a2). En revanche, en diminuant r au-dessous du seuil, on voit clairement l'émergence de l'état de cavitation, comme indiqué par les cercles rouges en (b-d), qui se déplacent de la droite vers la gauche. Pour résumer, l'évolution de la position de ces *vacuum points* en fonction de r est présentée sur la Fig. 2(e) par des cercles bleus. Un excellent accord est obtenu entre les observations expérimentales et les simulations numériques à partir de la NLSE (1) (cercles noirs) et l'expression analytique issue de la théorie de Whitham (courbe rouge). Plus de détails sont donnés dans la référence [5].

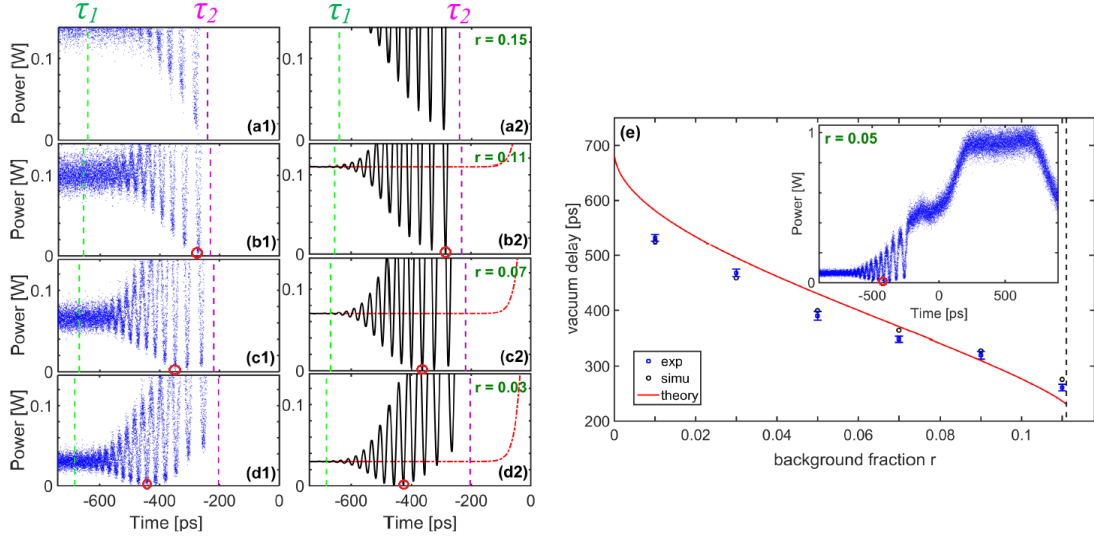


Fig. 2 : (a-d) Agrandissement de l'état d'auto-cavitation (*vacuum point*) des OCDs, pour $P_R = 1$ W et pour différents ratios $r = P_L/P_R$: (a1,a2) 0,15 ; (b1,b2) 0,11 ; (c1,c2) 0,07 ; (d1,d2) 0,03. Les lignes en pointillées représentent les positions de τ_1 et τ_2 . (e) Position des *vacuum points* en fonction de r , comparés avec la prédiction théorique, et les simulations numériques basées sur la NLSE. La ligne noire verticale en pointillée correspond au seuil de r . Encart : figure globale pour illustrer la dynamique OR + OCD pour le cas $r = 0,05$.

CONCLUSION

Nous présentons la première observation du problème classique de rupture d'un barrage de photons dans une fibre optique. Ces résultats montrent que les fibres optiques sont un support de choix pour réaliser des expériences de physique fondamentale. De plus, de par l'universalité de l'ESNL, ils ouvrent la voie à d'autres travaux dans les fibres optiques généralement étudiées en mécanique quantique et d'hydrodynamiques.

REFERENCES

- [1] M. Hoefer, M. Ablowitz, I. Coddington, E. Cornell, P. Engels, and V. Schweikhard, "Dispersive and classical shock waves in Bose-Einstein condensates and gas dynamics", *Phys. Rev. A*, **74**, 023623 (2006).
- [2] G. El, V. Geogjaev, A. Gurevich, A. Krylov, "Decay of an initial discontinuity in the defocusing NLS hydrodynamics", *Physica D*, **87**, 186 (1995).
- [3] G. El, M. Hoefer, "Dispersive shock waves and modulation theory", *Physica D*, **333**, 11 (2016).
- [4] G. Whitham, "Linear and nonlinear waves", Wiley, New York (1974).
- [5] G. Xu, M. Conforti, A. Kudlinski, A. Mussot, S. Trillo, "Dispersive dam-break flow of a photon fluid", <https://arxiv.org/pdf/1703.09019.pdf> (2017).
- [6] G. Xu, A. Mussot, A. Kudlinski, S. Trillo, F. Copie, M. Conforti, "Shock wave generations triggered by a weak continuous background in optical fibers", *Optics Letters*, **41**, 11 (2016).

METHODE NUMERIQUE POUR LA MODELISATION DE LA GENERATION D'IMPULSIONS ULTRA-COURTES DANS UN MICRO RESONATEUR OPTIQUE

Napoléon Gutierrez¹, Arnaud Fernandez¹, Olivier Llopis¹, Sai Tak Chu²

¹ LAAS-CNRS, Université de Toulouse, CNRS, UPS, Toulouse, France

² City University of Hong Kong, Tat Chee Avenue, Hong Kong SAR, China

ngutierr@laas.com

RÉSUMÉ

On présente une méthode de modélisation numérique de résonateurs optiques non-linéaires qui s'avère particulièrement adaptée pour l'étude de cavités optiques présentant des facteurs de qualité dépendants de la longueur d'onde. Cette méthode permet d'obtenir rapidement les paramètres de l'impulsion que le système supporte simplement en appliquant des conditions initiales adéquates. Cependant, la méthode ne tient pas compte des effets thermiques qui interviennent dans le système et qui sont d'une très forte importance dans la mise en place expérimentale de ce type de dispositif.

MOTS-CLEFS : *Modélisation numérique, impulsions courtes, résonateurs optiques .*

1. INTRODUCTION

La génération d'impulsions ultra-courtes par le biais d'un micro-résonateur optique passif pompé par une onde optique de puissance continue est un phénomène d'auto-arrangement qui se produit grâce à une compensation des effets non-linéaires avec les effets dispersifs présentés par le milieu de propagation et une compensation des pertes d'absorption avec le gain paramétrique que ce dernier présente. L'outil numérique couplé avec un modèle mathématique adéquat peuvent permettre de mettre en évidence l'apparition de ce phénomène d'auto arrangement et étudier le potentiel et les limites du système en question [1].

Les résonateurs optiques présentent des propriétés favorables pour l'exploitation des effets non-linéaires visant la génération d'harmoniques. Notamment, le confinement de puissance dans la cavité optique permet d'exploiter les effets non-linéaires présentés par le milieu de propagation tout en gardant des puissances de pompe modérées. L'utilisation d'une cavité optique permet simultanément de filtrer des modes non désirés et de générer des peignes de fréquences qui ont un espacement fréquentiel régulier entre chacune de leurs raies.

2. METHODE NUMERIQUE

Notre méthode est basée sur le système illustré par la figure 1. La propagation du champ optique dans la cavité est régie par l'équation non-linéaire de Schrödinger (1).

$$\frac{\partial E(z, \tau)}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} E + i \sum_{k \geq 2} \frac{\beta_k}{k!} \left(\frac{\partial}{\partial \tau} \right)^k E + i \gamma |E|^2 E. \quad (1)$$

Où α représente les pertes par absorption, β_k représente les coefficients de dispersion d'ordre k et γ est le coefficient de non-linéarité du milieu. L'intérêt étant le fait que cette équation prend en compte des effets non-linéaires ainsi que dispersifs lors de la propagation d'une onde dans un milieu non-linéaire. On utilise une méthode RK4IP pour propager le signal à l'intérieur de la cavité sur toute sa longueur [3].

Le passage par le coupleur d'accès du résonateur est modélisé par sa fonction de transfert. On peut ainsi tenir compte de la dépendance de la fréquence des coefficients qui caractérisent le coupleur d'accès du résonateur.

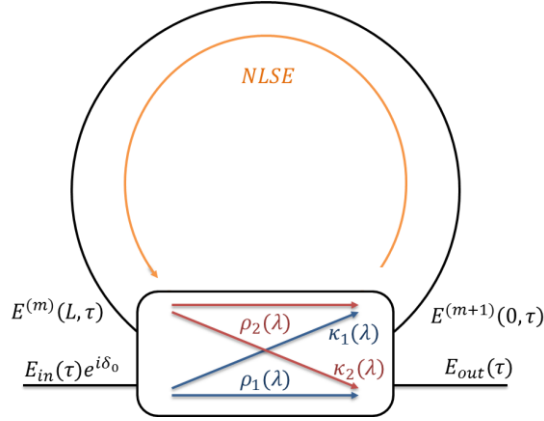


Fig. 1 : Schéma du système modélisé. Le coupleur d'accès du résonateur est caractérisé par ses coefficients de transmission et couplage dépendants de la longueur d'onde. La propagation dans l'anneau résonant est régie par l'équation non-linéaire de Schrödinger (NLSE). δ_0 représente le désaccord en phase du signal de pompe par rapport à la résonance de la cavité plus proche du signal de pompe.

La génération de solitons dans une cavité optique, par une pompe de puissance constante, est possible lorsqu'on balaye en fréquence le signal de pompe à travers la résonance de la cavité dans le sens des fréquences décroissantes [2]. Cette opération de balayage fréquentiel peut s'effectuer finement en rajoutant un déphasage supplémentaire au signal de pompe. Ce déphasage imite l'effet d'interférence qui serait produit par un décalage en fréquence du signal de pompe par rapport au signal circulant dans la cavité. La relation (2) donne le lien entre désaccord fréquentiel et désaccord de phase du signal de pompe par rapport à la résonance de la cavité optique

$$\delta_0 = 2\pi \frac{d\nu}{ISL}. \quad (2)$$

Où δ_0 représente le désaccord en phase, $d\nu$ le désaccord en fréquence et ISL est l'intervalle spectral libre de la cavité.

3. RESULTATS

La figure 2 présente à continuation les résultats obtenus pour les paramètres correspondant à un résonateur en verre HYDEX à fort indice de réfraction [4]. Les paramètres du coupleur sont, dans ce cas, adaptés au coefficient de qualité mesuré expérimentalement pour un résonateur HYDEX d'intervalle spectrale libre de 50 GHz et un facteur de qualité $Q=1,1 \cdot 10^6$ pompé par un signal continu de puissance 100 mW.

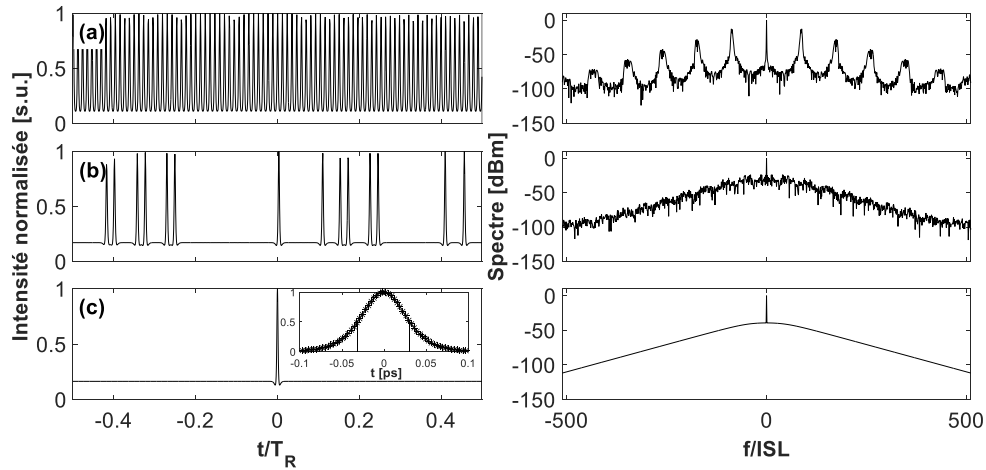


Fig. 2 : (a) Formation de motifs temporels à l'intérieur de la cavité optique. (b) Régime de plusieurs solitons circulant dans la cavité obtenu par la méthode de balayage fréquentiel. (c) Régime de soliton unique induit par des conditions initiales de type pulsée. La figure montre le soliton unique après filtrage de la composante continue. L'approximation avec la sécante hyperbolique (marqueurs) donne une erreur inférieure à 0.1%.

Des fluctuations aléatoires sont à l'origine de l'instabilité de modulation qui mène vers le régime pulsé. Le gain paramétrique du résonateur dicte l'apparition des premières harmoniques et la formation des motifs temporels observés dans la figure 2.a.

La génération d'impulsions ultra-courtes dans le résonateur étant un phénomène qui croît d'un processus aléatoire, chaque balayage fréquentiel simulé mène vers un régime impulsif différent. C'est-à-dire, un régime où un nombre différent d'impulsions circulent dans la cavité à des instants différents comme observé sur la figure 2.b. Le régime caractérisé par une impulsion unique circulant dans la cavité peut donc nécessiter plusieurs balayages fréquentiels pour être obtenu. Ce problème peut être contourné si, à un désaccord fréquentiel permettant la formation d'impulsions dans la cavité, on impose des conditions initiales adéquates et on laisse le système tendre vers le régime établi. C'est la technique qui a été utilisée pour obtenir les résultats présentés dans la figure 2.c.

CONCLUSION

Nous avons développé une méthode numérique qui permet la modélisation de micro-résonateurs optiques non-linéaires indépendamment de leur finesse ou facteur de qualité. De plus, la prise en compte de la dépendance de la fréquence des paramètres du coupleur d'accès s'avère très utile pour l'étude de systèmes qui présentent des variations significatives de ces grandeurs dans la zone spectrale étudiée.

REFERENCES

- [1] S. Coen, H. G. Randle, T. Sylvestre, et M. Erkintalo, « Modeling of octave-spanning Kerr frequency combs using a generalized mean-field Lugiato–Lefever model », *Opt. Lett.*, vol. 38, n° 1, p. 37–39, 2013.
- [2] T. Herr *et al.*, « Temporal solitons in optical microresonators », *Nat. Photonics*, vol. 8, n° 2, p. 145-152, déc. 2013.
- [3] S. Balac, A. Fernandez, F. Mahé, F. Méhats, et R. Texier-Picard, « The Interaction Picture method for solving the generalized nonlinear Schrödinger equation in optics », *ESAIM Math. Model. Numer. Anal.*, vol. 50, n° 4, p. 945-964, juill. 2016.
- [4] D. J. Moss, R. Morandotti, A. L. Gaeta, et M. Lipson, « New CMOS-compatible platforms based on silicon nitride and Hydex for nonlinear optics », *Nat. Photonics*, vol. 7, n° 8, p. 597-607, juill. 2013.

GÉNÉRATION DE SUPERCONTINUUM DANS UNE FIBRE OPTIQUE MONOMODE STANDARD EN RÉGIME DE DISPERSION NORMALE PAR CASCADE RAMAN

Christophe Louot¹, Erwan Capitaine¹, Badr Shalaby^{1,2}, Katarzyna Krupa³, Philippe Leproux¹,
Alessandro Tonello¹, Dominique Pagnoux¹, Vincent Couderc¹

¹ Institut de Recherche Xlim, UMR CNRS 7252, Université de Limoges, 87060 Limoges, France

² Département de Physique, Faculté des Sciences, Université de Tanta, Egypte

³ Université de Bourgogne Franche-Comté, ICB, UMR CNRS 6303, 21078 Dijon, France

christophe.louot@xlim.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une source laser supercontinuum subnanoseconde émettant un spectre quasi-plat sur une large bande de longueur d'onde [1100nm - 1650nm] avec une forte densité spectrale de puissance. Ce spectre est obtenu par cascade Raman en régime de dispersion normale dans une fibre optique monomode standard. Les caractéristiques de cette source conviennent parfaitement à une expérience de spectroscopie Multiplex-CARS (M-CARS).

MOTS-CLEFS : *supercontinuum ; cascade Raman ; spectroscopie Multiplex-CARS*

1. INTRODUCTION

La spectroscopie Multiplex-CARS (M-CARS) est une technique très performante pour l'identification d'éléments chimiques dans les échantillons biologiques [1]. Elle est fondée sur l'interaction d'une onde quasi-monochromatique (onde pompe) et d'une onde large-bande (onde Stokes) avec le milieu analysé. Ces ondes sont le plus souvent issues d'une unique source primaire quasi-monochromatique dont la première partie du rayonnement est utilisée comme onde de pompe et dont la seconde partie subit un élargissement spectral en traversant une fibre optique non-linéaire pour engendrer l'onde Stokes [2]. Les microlasers Nd :YAG déclenchés nanosecondes se révèlent très intéressants pour jouer le rôle de source primaire, du fait de leur émission quasi-monochromatique à 1064 nm, associée à leur compacité, leur robustesse et leur coût relativement bas comparé à celui d'autres types de sources lasers [3].

Pour la génération de supercontinuum, les fibres à cristal photonique sont beaucoup utilisées depuis une vingtaine d'années car elles offrent la possibilité d'ajuster précisément leur longueur d'onde de dispersion nulle en modifiant leur structure géométrique. Ces fibres sont le plus souvent pompées en régime de dispersion anormale pour générer des spectres larges et plats [3]. Pour cela, la longueur d'onde de dispersion nulle doit être déplacée vers les longueurs d'onde plus courtes que la pompe par un très fort confinement du champ optique dans le cœur de la fibre optique. Cependant, l'utilisation de fibres optiques à petit cœur limite la puissance de pompe que l'on peut injecter dans la fibre optique et par voie de conséquence, la densité spectrale de puissance dans le continuum.

Dans cette communication, nous présentons une solution pour générer un spectre plat, mettant en œuvre une fibre optique monomode standard pompée en régime de dispersion normale. Le gain Raman, qui permet habituellement la génération d'un spectre discret, est exploité ici dans un court tronçon de fibre fortement pompée pour engendrer ce spectre plat, particulièrement adapté à la spectroscopie M-CARS.

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

La fibre utilisée (Hi980, Corning) est une fibre optique monomode à saut d'indice dont le cœur (diamètre 3,5 μm ; ouverture numérique $\text{ON} = 0,21$; différence d'indice $\Delta n = 14 \times 10^{-3}$) est dopé aux ions Germanium à 3 mol.%. Sa longueur d'onde de coupure est 930 nm. Cette fibre fonctionne en régime de dispersion normale en dessous de 1600 nm, comme le montre sa courbe de dispersion, calculée par la méthode des éléments finis [4] (Figure 1). La source de signal à 1064 nm utilisée est un microlaser

YAG amplifié dans un amplificateur multipassage, délivrant des impulsions de 750 ps à la cadence de 27,5 kHz. La puissance moyenne des impulsions injectées dans la fibre atteint 700 mW (puissance crête : 33 kW). Le spectre du faisceau émergent de la fibre est analysé avec un analyseur de spectre ANDO AQ6315A sur la bande 950-1750 nm (résolution : 0,05 nm).

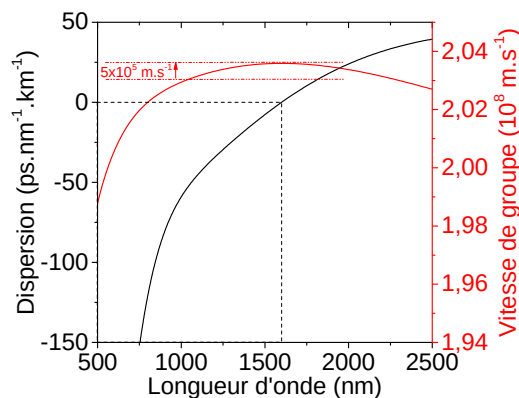


FIGURE 1 : Vitesse de groupe et dispersion dans la fibre Hi980 calculées à partir des indices effectifs déterminés par la méthode des éléments finis sur la bande 500-2500 nm.

3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

L'annulation de la dispersion dans cette fibre se situant bien au-delà de la longueur d'onde de pompe, le mécanisme non linéaire prédominant à l'origine de l'élargissement spectral est le Raman stimulé. Une puissance de signal $P = 29$ kW crête @ 1064 nm a été injectée dans différents tronçons de fibre (entre 1 m et 6 m) et les spectres émergents ont été mesurés (Figure 2a).

Dans ces conditions, les trous spectraux généralement observés entre les raies Raman à 1145 nm et 1200 nm lors d'un élargissement par cascade Raman n'apparaissent pas. Ceci est confirmé sur la Figure 2b où les puissances aux longueurs d'onde des deux premières raies Raman (1118 nm et 1172 nm) et des premiers creux (1072 nm et 1145 nm) ont été isolées pour différents niveaux de signal. Une saturation de la puissance, liée à un effet de saturation du gain Raman, est effectivement observée. Ainsi, toute la puissance au-dessus d'un niveau seuil du gain Raman stimulé est directement transférée à la raie Raman suivante. La très forte puissance de signal injectée conduit en outre à un comblement des creux du spectre entre les raies Raman saturées.

En spectroscopie M-CARS avec pompage à 1064 nm, la bande d'excitation de l'empreinte digitale des milieux biologiques se situe entre 1120 nm et 1320 nm. En sortie de la fibre HI980 l'homogénéité du spectre est bien conservée dans cette bande, et même bien au-delà pour des longueurs de fibre supérieures à 2 m. Dans le cas d'un fort signal à 1064 nm injecté dans la fibre ($P = 29$ kW crête), la densité spectrale de puissance (DSP) moyenne en sortie de fibre est proche de 1 mW/nm entre 1200 nm et 1600 nm, soit à peu près 30 fois la DSP utilisée par Bito et coll. pour réaliser de la spectroscopie M-CARS en 2012 [5].

Le transfert de l'énergie par diffusion Raman stimulée est par ailleurs observable sur la Figure 2c qui présente l'évolution du profil temporel de l'impulsion à 1064 nm en sortie de la fibre. Ce transfert qui est réalisé à partir du centre de l'impulsion, conduit à un profond creusement des impulsions de pompes et à une structuration spectrotemporelle atypique. Cette déformation est similaire à un effet de dispersion géant qui entraîne le décalage temporel des différentes composantes du spectre engendrées par la cascade Raman. Ce comportement est observable sur l'analyse temporelle du faisceau émergent d'un tronçon de 4 m de fibre (Figure 2d).

Une source basée sur l'emploi d'une fibre monomode mais avec un cœur dopé aux ions Ytterbium sera également présentée dans cette communication. Le pompage des ions Ytterbium à 980 nm permet dans ce cas une ré-amplification du signal à 1064 nm tout au long de sa propagation dans la fibre et entraîne une augmentation de la densité spectrale de puissance [6].

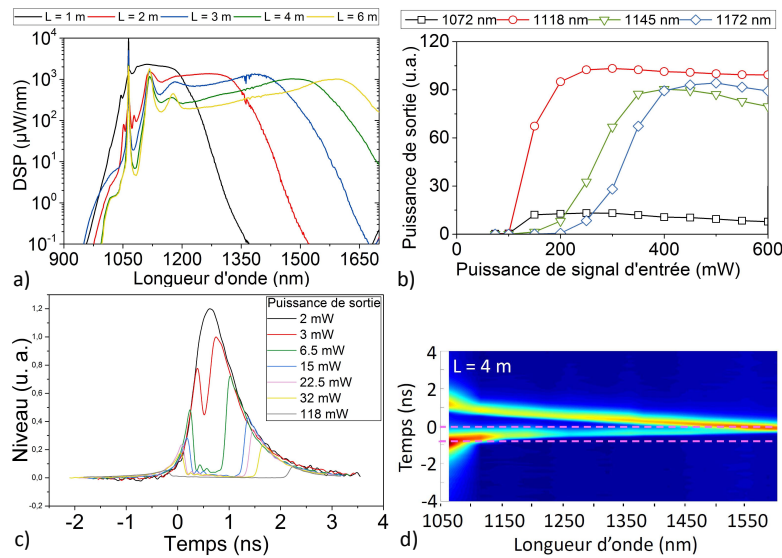


FIGURE 2 : (a) Spectres en sortie de tronçons de fibre Hi980 de différentes longueurs (entre 1 m et 6 m); (b) Evolution de la puissance de sortie aux longueurs d'onde des première et seconde raies Raman (1118 nm, 1172 nm), et des premiers creux (1072 nm et 1145 nm) en fonction de la puissance de signal d'entrée à 1064 nm (longueur de fibre : 1,5 m); (c) Evolution du profil temporel de l'impulsion à 1064 nm en sortie de fibre (L = 1 m) en fonction de la puissance du signal d'entrée; (d) Mesures spectro-temporelles de l'onde en sortie d'un tronçon de 4 m de fibre (l'intervalle entre les lignes pointillées roses représente la durée de l'impulsion de l'onde pompe).

CONCLUSION

Dans cette communication, nous avons montré qu'un spectre large infrarouge plat et à très forte densité spectrale de puissance (jusqu'à 1 mW/nm) a pu être efficacement engendré dans une fibre optique monomode standard pompée à 1064 nm. La longueur d'onde de dispersion nulle se situant autour de 1600 nm, ce pompage est effectué en régime de dispersion normale et le spectre subit un élargissement essentiellement dû à la diffusion Raman stimulée en cascade. Ce phénomène, qui donne habituellement naissance à des spectres larges mais discrets, a permis la génération d'un spectre plat et continu du fait d'un pompage très fort (plusieurs dizaines de kW crêtes) dans une courte longueur de fibre (inférieure à 6 m). Un tel spectre est particulièrement bien adapté à la spectroscopie Multiplex-CARS.

RÉFÉRENCES

- [1] V. Kumar et coll., *Background-free broadband CARS spectroscopy from a 1-MHz ytterbium laser*, Optics Express **19**, p. 15143 (2007). [En ligne] <http://dx.doi.org/10.1364/OE.19.015143>
- [2] J. K. Ranka et coll., *Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm*, Optics Letters **25**, p. 25 (2000). [En ligne] <http://dx.doi.org/10.1364/OL.25.000025>
- [3] J. M. Dudley et coll., *Supercontinuum generation in photonic crystal fiber*, Reviews of Modern Physics **78**, p. 1135 (2006). [En ligne] <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.78.1135>
- [4] F. Bréchet et coll., *Complete Analysis of the Characteristics of Propagation into Photonic Crystal Fibers, by the Finite Element Method*, Optical Fiber Technology **6**, p. 181 (2000). [En ligne] <http://dx.doi.org/10.1006/ofte.1999.0320>
- [5] K. Bito et coll., *Protein Secondary Structure Imaging with Ultrabroadband Multiplex Coherent Anti-Stokes Raman Scattering (CARS) Microspectroscopy*, Journal of Physical Chemistry B **116**, p. 1452 (2012). [En ligne] <http://dx.doi.org/10.1021/jp210914x>
- [6] C. Louot et coll., *Supercontinuum Generation in an Ytterbium-Doped Photonic Crystal Fiber for CARS Spectroscopy*, IEEE Photonics Technology Letters **28**, p. 2011 (2016). [En ligne] <http://dx.doi.org/10.1109/LPT.2016.2578721>

GÉNÉRATION D'HARMONIQUE EFICACE, EN UTILISANT POUR L'HARMONIQUE DES MODES D'ORDRE ÉLEVÉ DANS LES GUIDES SUR PPLN.

Maxim Neradovskiy^{1,2}, Elizaveta Neradovskaya¹, Dmitri Chezganov², Lubov Gimadeeva², Evgenii Vlasov², Pascal Baldi¹, Hervé Tronche¹, Florent Doutre¹, Vladimir Ya. Shur², Marc P. De Micheli^{1*}

¹ *Université Côte d'Azur, CNRS, Institut de Physique de Nice, 06100 Nice, France*

² *Institute of Natural Sciences, UrFU, 19 Mira Str., Ekaterinburg 620000, Russia*

* *marc.de-micheli@unice.fr*

RÉSUMÉ

Dans cette étude, pour nous assurer que la fabrication des guides n'induit aucun effet parasites comme la création de nanodomains, la réduction du coefficient non linéaire ou le coupage des polarisations ordinaires et extra-ordinaire induit par les contraintes mécaniques, nous avons utilisé des guides à gradient d'indice présentant une très faible variation d'indice et un profil à gradient. Dans ce cas, nous avons pu constater qu'il était plus intéressant de travailler avec des modes d'ordre élevé pour l'harmonique. Ces modes présentent en effet un meilleur recouvrement avec le mode de pompe et une dispersion très semblable à celle du mode de pompe ce qui rend l'interaction efficace et peu sensible aux variations des paramètres géométriques du guide.

MOTS-CLEFS : *Optique non linéaire, Optique Intégrée, PPLN, Echange protonique*

1. INTRODUCTION

Il est bien connu qu'augmenter le confinement des modes en interaction est le meilleur moyen d'obtenir une interaction non linéaire guidée efficace, et nous travaillons activement sur ce sujet¹, mais les paramètres de fabrication permettant d'obtenir sur PPLN des guides présentant un fort confinement, de faibles pertes à la propagation et des coefficients non linéaires préservés restent encore à découvrir. Nous continuons donc à étudier le processus d'échange protonique doux (SPE: Soft Proton Exchange). En effet, malgré l'expérience que nous avons acquise en développant des composants pour le traitement quantique de l'information², il reste difficile de contrôler précisément le spectre et l'efficacité dans les expériences de doublage de fréquence. Les expériences que nous avons faites à l'aide d'un OPO NT242 d'EKSPLA émettant 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, ont permis de montrer que pour une pompe entre 1 et 1,5 μm , les interactions les plus efficaces étaient obtenues en injectant la pompe dans le mode TM0 et en créant l'harmonique dans un mode d'ordre élevé.

2. FABRICATION ET CARACTERISATION DU GUIDE A COURTE SECTION PPLN : 1,5mm

Pour éviter de dégrader les propriétés non linéaires du cristal par un taux d'échange trop élevé³ ou en créant des nanodomains⁴ nous avons préparé des guides SPE de longueur 1,5cm à 300°C et en utilisant un bain d'acide benzoïque contenant 3,1% de benzoate de lithium. Une section de PPLN a ensuite été écrite par irradiation par faisceau d'électron⁵ avec une période choisie de manière à satisfaire la condition de quasi accord de phase entre modes fondamentaux (TM0) autour de 1,55 μm . Dans la fig.1, on voit que les spectres obtenus avec l'OPO sont identiques à ceux obtenus avec une source CW, monomode transverse et accordable (Tunics T100S-HP). On peut également observer que l'influence de la largeur des guides sur la longueur d'onde d'accord de phase est de l'ordre de 3nm par μm . Dans la fig.2 nous avons reporté les spectres obtenus pour les différentes largeurs de guides disponibles et en balayant une plage de longueur d'onde plus étendue grâce à l'OPO.

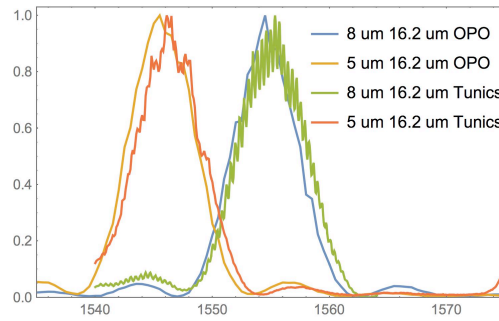


Fig. 1. Spectres de SHG normalisés obtenus avec l'OPO et avec la source CW. Mode TM0 pour les deux longueurs d'onde dans des guides de largeur 5 et 8 μm traversant une section PPLN de période 16,2 μm .

La longueur d'onde de pompe est toujours injectée dans le mode TM0, mais on voit apparaître d'autres situations de quasi accord de phase, avec l'harmonique dans des modes d'ordres plus élevés. A 1,47 μm , l'harmonique est dans le mode TM1 (2 modes latéraux) et à 1,44 μm dans le mode d'ordre plus élevé présenté fig. 2. C'est pour cette configuration que l'efficacité de conversion la plus grande est obtenue. Elle est de l'ordre de 100%/W.cm², soit un peu moins que la meilleure valeur reportée (150%/W.cm²) pour ces longueurs d'onde⁶, mais largement supérieure à l'efficacité garantie sur les composants commerciaux similaires⁷ qui est de l'ordre de 5%/W.cm². La différence entre ces deux chiffres illustre bien l'intérêt de travailler sur ces composants pour améliorer leur reproductibilité. Un autre résultat surprenant et très important à noter est que dans cette configuration efficace, la longueur d'onde d'accord de phase ne dépend pas de la largeur des guides. Ces résultats s'expliquent par le fait que le mode d'ordre élevé utilisé ici présente un meilleur recouvrement avec le mode de pompe et une dispersion très semblable à celle du mode de pompe ce qui explique le peu de sensibilité aux variations des paramètres géométriques du guide.

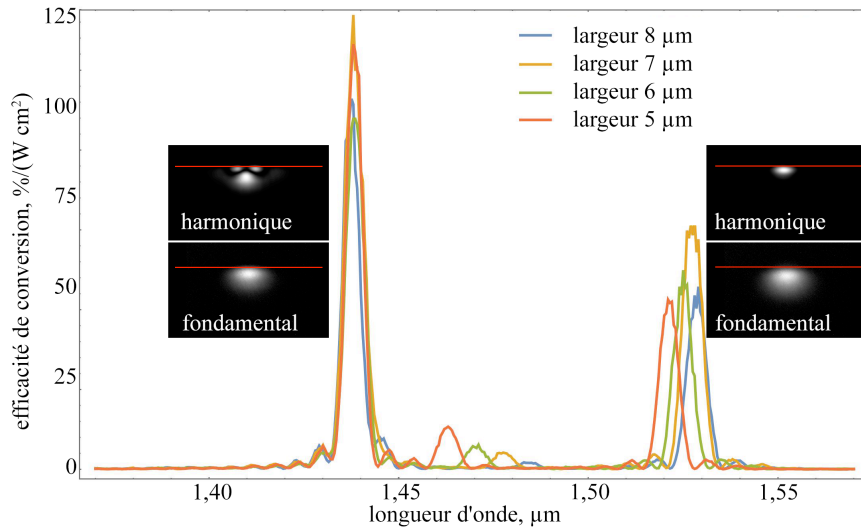


Fig. 2. Spectres de SHG obtenus avec différentes combinaisons d'accord de phase modal et de quasi-accord de phase. A 1,52 μm l'harmonique est dans le mode TM0 (taille très différente de celle du mode de pompe); à 1,47 μm dans le mode TM1(2 lobes latéraux) et à 1,44 μm dans le mode d'ordre plus élevé présenté en encart.

La période des domaines est de 15,8 μm . La ligne rouge matérialise la surface de l'échantillon.

3. FABRICATION ET CARACTERISATION DU GUIDE A LONGUE SECTION PPLN : 15mm

Ces résultats ne sont pas spécifiques à un guide particulier. En effet, avec les mêmes paramètres d'échange protonique nous avons fabriqué des guides dans des substrats de PPLN fabriqués par application d'un champ électrique périodique. Nous avons utilisé des échantillons de 1,5cm de long et présentant des périodes allant de 15,5 à 16,5 μm . Les spectres de SHG réalisés sur ces échantillons sont présentés à la fig.3. Comme dans le cas précédent, on observe plusieurs

configurations d'accord de phase possibles, et la plus efficace fait intervenir un mode d'ordre élevé qui est représenté fig.3b. Dans ce cas également, la longueur d'onde d'accord de phase de cette configuration efficace est quasi insensible à la largeur du guide. Compte tenu de la longueur de la section PPLN 10 fois plus grande, les mesures d'efficacité de conversion ont été plus difficiles à faire, car même en se plaçant au minimum de détection de notre détecteur infra-rouge, il était très difficile d'éviter d'être en régime de déplétion de la pompe régime dans lequel les mesures d'efficacité sont faussées. Nous n'avons pu le faire que pour un guide de $6\mu\text{m}$ pour lequel l'efficacité de conversion peut être estimée à $50\%/W.\text{cm}^2$, soit encore une fois bien au-delà des efficacités des composants commerciaux.

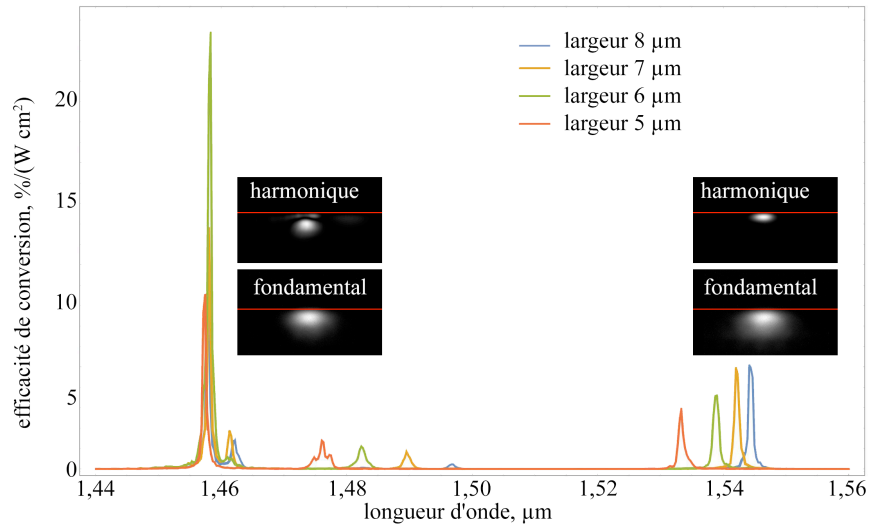


Fig. 3. Spectres de SHG et distribution de l'énergie dans le mode harmonique à l'accord de phase pour $\lambda=1,46\mu\text{m}$ et une période des domaines de $16,4\mu\text{m}$.

CONCLUSION

En limitant très fortement le taux d'échange dans les guides SPE sur PPLN pour éviter toute source de dégradation des coefficients non linéaires du cristal, il est possible, en utilisant pour l'harmonique des modes d'ordre élevé, d'obtenir en SHG, des efficacités de conversion de 50 à $100\%/W.\text{cm}^2$ et insensibles aux variations de largeur des guides utilisés. Cette approche semble intéressante à poursuivre pour réaliser de façon reproductible des composants efficaces.

RÉFÉRENCES

- [1] O. Stepanenko *et al.* "Crystallographic and optical properties of Z-cut High Index Soft Proton Exchange (HISoPE) LiNbO₃ Waveguides", J. of Light. Tech. 34(9) 2206-2212, (2016)
- [2] O. Alibart *et al.*, "Quantum photonics at telecom wavelengths based on lithium niobate waveguides", J. Opt. 18, p.104001, (2016)
- [3] Yu. N. Korkishko, V.A. Fedorov, M. De Micheli, K. El Hadi, P. Baldi, A. Leycuras. "Relationships between structural and optical properties of proton-exchanged waveguides on Z-cut lithium niobate." Applied Optics Vol. 35(36), pp. 7056-7060, (1996)
- [4] M. M. Neradovskiy *et al.*, "Fabrication of SPE Waveguides on PPLN: Formation of Nanodomains and Their Impact on the SHG Efficiency", Ferroelectrics, 476: 127–133, (2015)
- [5] D. S. Chezganov, *et al.*, "Periodic domain patterning by electron beam of proton exchanged waveguides in lithium niobate " Appl. Phys. Lett. 108, 192903, (2016)
- [6] K. R. Parameswaran, *et al.*, " Highly efficient second-harmonic generation in buried waveguides formed by annealed and reverse proton exchange in periodically poled lithium niobate", Opt. Lett. 27(3) p. 179 (2002)
- [7] <http://www.hcphotonics.com/wg.asp>

Dynamique de solitons dissipatifs incohérents vectoriels

Katarzyna Krupa, K. Nithyanandan, Philippe Grelu

¹ Laboratoire ICB UMR CNRS 6303, Université Bourgogne Franche-Comté,

21078 Dijon, France

katarzyna.krupa@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons expérimentalement un nouveau type de dynamique vectorielle fondé sur des solitons dissipatifs incohérents générés dans un laser à fibre à verrouillage de modes. Ce dernier emploie un miroir absorbant saturable à semi-conducteur (SESAM) et opère en régime de dispersion anormale. Nous appliquons une technique d'imagerie spectro-temporelle dispersive (DFT) pour obtenir une meilleure compréhension de l'évolution temps réel de la structure interne du soliton dissipatif incohérent. Nous démontrons qu'un nouveau régime à impulsions multiples chaotiques constituant le soliton incohérent, semblable à un « liquide de solitons », présente des intermittences spectrales vectorielles pouvant être associées à des ondes scélérates vectorielles.

MOTS-CLEFS : *laser à fibre ; soliton dissipatif incohérent ; dynamique non-linéaire ; laser à verrouillage de modes ; imagerie spectro-temporelle*

1. INTRODUCTION

Les lasers à fibre à modes bloqués sont des sources efficaces d'impulsions optiques ultracourtes, et constituent également une plate-forme versatile pour étudier un plus large éventail de dynamiques de solitons dissipatifs multiples en interaction. En ajustant les paramètres de la cavité, une grande variété de modes d'auto-organisation peut être obtenue, des molécules de solitons, au verrouillage de modes harmonique en passant par des états désordonnés tels les liquides de soliton et impulsions incohérentes [1-3]. Cette physique fascinante provient de la richesse des interactions possibles entre solitons, via également les ondes dispersives. Un tel ensemble a conduit à l'observation de régimes complexes dont la compréhension demeure un défi, parmi lesquels la « pluie de solitons » [3] ou les « explosions de soliton » [4]. Le caractère vectoriel est également susceptible d'induire d'autres effets d'auto-organisations, comme la transition entre parois de domaine de polarisation [5]. Des dynamiques diverses, avec des états de polarisation verrouillés, commutables ou tournants, ont récemment été étudiées expérimentalement [6]. Dans cet article, nous explorons davantage la capacité auto-organisatrice des solitons optiques dissipatifs, fournissant la première démonstration expérimentale de la dynamique vectorielle d'un soliton incohérent, dont la structure interne mouvante s'apparente à un celle d'un liquide, accompagnée également d'effets "explosifs".

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Notre configuration expérimentale est illustrée à la figure 1. Nous avons construit un laser à fibre dopée à l'erbium émettant à 1,55 μm , muni d'un miroir absorbant saturable à semi-conducteur (SESAM) et opérant dans une dispersion anormale de cavité moyenne, $\beta_2 = -20.36 \text{ ps}^2.\text{km}^{-1}$. La cavité laser est composée d'une fibre de silice dopée à l'erbium de 0,55 m de long (EDF, 110/4-125) et de fibre monomode standard (SMF-28) de 7,35 m de long, soit un taux de répétition fondamental de 26,28 MHz. Le contrôleur de polarisation intra-cavité nous permet d'ajuster le régime de dynamique vectorielle. La caractérisation expérimentale s'effectue à travers le faisceau de sortie extrait de la cavité par un coupleur à fibres 50/50, à l'aide d'un analyseur de spectre optique (OSA) et d'un auto-corrélateur optique multi-coup du second ordre. Nous utilisons la

soliton et les ondes scélérates en régime dissipatif [9]. Dans un laser à fibre, les explosions de soliton et les ondes scélérates associées n'ont été observées jusqu'à présent qu'en régime de propagation scalaire en dispersion normale. Dans notre système expérimental, nous remarquons qu'une série d'explosions successives peut même déplacer le spectre d'environ 0,87 nm, ce qui décale la fréquence de répétition de la cavité de 1,9 kHz.

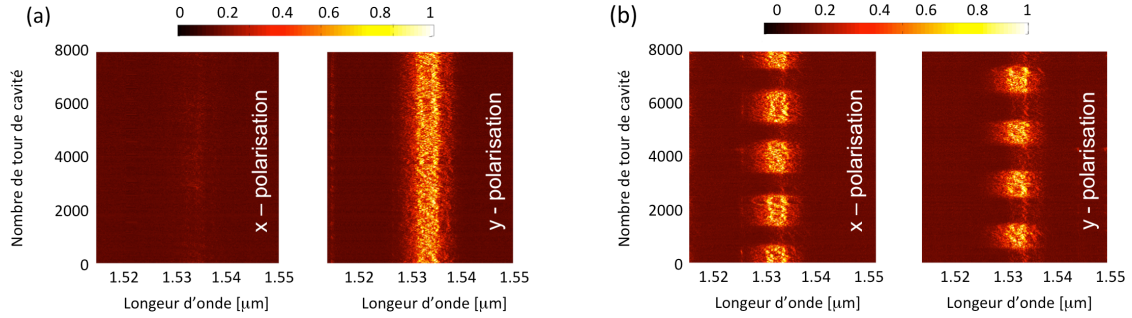


Fig. 3 : Résultats expérimentaux des enregistrements de spectres temps réel obtenus par la technique DFT (a) solitons vectoriel incohérents bloqués en polarisation et (b) solitons vectoriel incohérents en mode de commutation de polarisation. Les deux figures adjacentes correspondent aux deux états de polarisation orthogonaux. La puissance de pompe est de 280 mW.

4. DISCUSSION ET CONCLUSION

Nous avons démontré expérimentalement l'existence d'une nouvelle classe de dynamique vectorielle en régime d'impulsions ultracourtes générées dans un laser à fibre dopée à l'erbium employant un absorbant saturable SESAM. Cette classe de dynamique est basée sur l'émission de solitons incohérents vectoriels, dont l'analyse permet de faire l'analogie avec une phase condensée de « liquide » de solitons. Cette phase liquide présente des instabilités de différentes natures, qui se manifestent à travers notre instrumentation sous la forme d'explosions et ondes scélérates spectrales, aussi bien que sous la forme de commutations de l'état de polarisation.

REFERENCES

- [1] Ph. Grelu, N. Akhmediev, "Dissipative solitons for mode-locked lasers", *Nat. Photonics* **6**, 84-92, 2012.
- [2] Ph. Grelu (Ed.), *Nonlinear optical cavity dynamics; from microresonators to fiber lasers*, Wiley-VCH, 2016.
- [3] S. Chouli and Ph. Grelu, "Soliton rains in a fiber laser: An experimental study", *Phys. Rev. A* **81**, 063829, 2010.
- [4] A. F. J. Runge, N. G. R. Broderick, M. Erkintalo, "Observation of soliton explosions in a passively mode-locked fiber laser", *Optica* **2**, 36-39, 2015.
- [5] C. Lecaplain, Ph. Grelu, S. Wabnitz, "Dynamics of the transition from polarization disorder to antiphase polarization domains in vector fiber lasers", *Phys. Rev. A* **89**, 063812, 2014.
- [6] V. Tsaturian et al., "Polarization dynamics of vector soliton molecules in mode locked fibre laser", *Scientific Reports* **3** : 3154, 2013; M.Liu, A-P Luo, Z-Ch Luo, W-Ch Xu, "Dynamic trapping of a polarization rotation vector soliton in a fiber laser", *Opt. Lett.* **42**, 330, 2017
- [7] K. Goda, B. Jalali, "Dispersive Fourier transformation for fast continuous single-shot measurements", *Nat. Photonics* **7**, 102-112, 2013.
- [8] F. Amrani, M. Salhi, Ph. Grelu, H. Leblond, F. Sanchez, "Universal soliton pattern formation in passively mode-locked fiber laser", *Opt. Lett.* **36**, 1545-1547, 2011 ; F. Sanchez et al. "Manipulating dissipative soliton ensembles in passively mode-locked fiber lasers," *Opt. Fiber Technol.* **20**, 562-574 (2014).
- [9] W. Chang, N. Akhmediev, *Advanced Photonics* 2014, Vol. 1, paper NM3A.6.; M. Liu, A-P Luo, W-Ch Xu, Z-Ch Luo, "Dissipative rogue waves induced by soliton explosions in an ultrafast fiber laser", *Opt. Lett.* **41**, 3912-3915, 2016.

SOURCE CW DE HAUTE PUISSANCE ET DE LARGEUR DE RAIE SUB-RECOIL PAR DIFFUSION RAMAN STIMULEE DANS UN REGIME LAMB-DICKE

M.Chafer¹, M.Alharbi¹, A. Husakou², B.Debord¹, F.Gérôme¹, et F. Benabid¹

¹ Institut Xlim, UMR CNRS 7252, Université de Limoges, 87 060 Limoges, France

² Max Born Institute, Max-Born-Str. 2a, D-12489 Berlin, Allemagne.

matthieu.chafer@xlim.fr, f.benabid@xlim.fr

RÉSUMÉ

Un nouveau régime Lamb-Dicke de diffusion Raman stimulée permet de piéger des molécules de gaz d'hydrogène dans un réseau optique nano-structuré auto-généré.

MOTS-CLEFS : *format ; article ; Word ; LaTeX.(quatre au maximum)*

1. INTRODUCTION

Le régime Lamb-Dicke (RLD) correspond à une interaction laser-particule où la particule est confinée de tel sorte que l'étendue spatiale de son mouvement est plus petit qu'une longueur d'onde du champ excitant. Un tel confinement sub-longueur d'onde permet de faire de la spectroscopie sans élargissement due à l'effet Doppler ou celui de l'énergie de recul. Ce régime spectroscopique a permis de mesurer la raie optique la plus étroite [1]. Travailler en RLD est d'intérêt scientifique dû à la possibilité d'explorer des effets intrigant de la physique atomique et dans l'optique quantique. Technologiquement ce régime est indispensable pour la performance des horloges atomiques et dans la génération d'états non classique en quantique d'information [2]. Jusqu'à présent un tel régime a été limité à des ions isolés dans des pièges Paul ou Penning ou à des atomes froids dans un réseau optique. Le piégeage de molécules en RLD n'a jamais été réussi jusqu'à présent. Nous montrons ici une diffusion Raman stimulée (DRS) RLD conceptuellement nouvelle et le nano-piégeage de molécules. Sa démonstration expérimentale est faite avec une fibre à cœur creux à bande photonique interdite (BPI) remplie d'hydrogène à haute pression pompée par un laser CW haute puissance et faible largeur de bande. Ce système est une manière totalement nouvelle de piéger un gaz moléculaire actif en Raman à haute pression et température ambiante, et dans lequel les molécules s'auto-assemblent, dans un réseau optique dont la structure z-spatiale de son potentiel comprend des puits ultra profonds d'environ 55 THz, permettant ainsi une capture de vitesse de 1800 m/s, et d'une dizaine de nanomètre de large. Remarquablement, par le mécanisme de saturation Raman, seules les molécules nano-piégées sont actives Raman générant une émission Stokes avec une largeur de bande bien en dessous de la fréquence de recul de H₂ qui est d'environ 78 kHz. En ajustant la longueur de la fibre et la pression de gaz avec la puissance de pompe, on peut générer jusqu'à 58 W de Stokes CW, et des largeurs de bande jusqu'à 3 kHz, ce qui représente 5 ordres de magnitudes plus étroit que la largeur de bande Doppler. Le spectre d'émission Stokes a une structure sub-Doppler qui montre des sidebands dû au Rabi splitting, le mouvement translationnel de molécules piégées, et des inter-sidebands générés par le mixage à quatre ondes.

2. MODELE THEORIQUE ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

La figure 1 montre les résultats numériques pour un cas représentatif des conditions expérimentales avec une puissance de pompe en entrée de $P_{in}=25$ W, une pression d'hydrogène $p_g=20$ bar et une longueur de fibre de 20 m. A cette pression de gaz, la fréquence de saturation du Rabi à deux photons est de $\sim 2,4$ MHz. La manip comprend un laser CW Yb fibré, avec une puissance montant jusqu'à 100 W et une largeur de bande de ~ 400 kHz, couplé dans une fibre remplie d'hydrogène. La fibre a un rayon de cœur de 3,2 μm , guidant de 1000 à 1200 nm avec des

pertes de l'ordre de ~ 70 dB/km afin de générer le premier Stokes rotationnel de H_2 (shift en fréquence de $\omega_R \sim 2\pi \times 17,8$ THz) [3], dans la direction avant et arrière de la fibre. La pression d'hydrogène peut être contrôlée de 20 à 50 bar. La distribution de la pompe (P), Stokes avant (SAv), Stokes arrière (SAr) et le gain Raman g_R sur la longueur de la fibre (voir fig. 1 (A)) est typique du process conventionnel de la DRS [4]. Cependant, le système montre une sous-structure microscopique sur la toute la longueur gain Raman (courbe remplie en grise dans la fig. 1(A)) qui contraste avec les travaux précédents sur la DRS. Ici, la différence de population normalisée entre deux niveaux de la transition Raman D (fig. 1(B), courbe rouge), le coefficient de gain Raman g_R (fig. 1(B), courbe bleue), et le potentiel d'énergie moyen $\langle \hbar^{-1} U_{tot} \rangle$ (fig. 1(C), courbe rouge) a une modulation spatiale avec une période de la moitié de la longueur d'onde Stokes, $\lambda_s/2$, et alterne entre des régions active-Raman de ~ 38 nm de large (i.e. $D \sim 1$) et une région saturée-Raman (i.e. $D \sim 0$, $g_R \sim 0$ cm $^{-1}$) et la fréquence Rabi à deux photons est bien plus large que 2,4 MHz. La région active-Raman, où la DRS a lieu, correspond à des puits de potentiels 3D avec une profondeur de 55 THz suivant l'axe de z et ~ 200 MHz suivant la direction transverse.

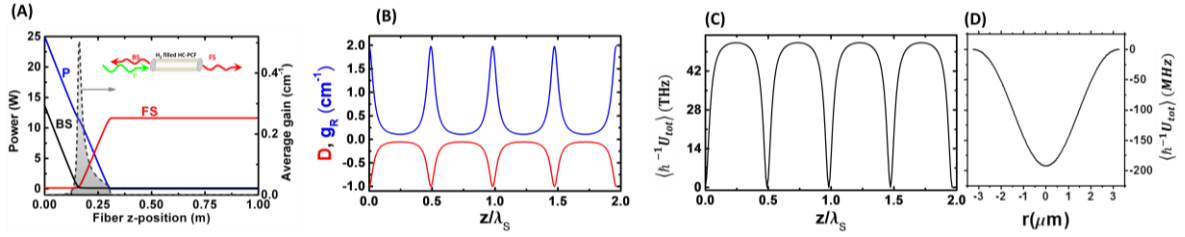


Fig. 1. (A) Distribution suivant z de puissance de pompe le long de la fibre (courbe bleue), SAv (courbe rouge) et SAr (courbe noire). La courbe grise en pointillée remplie et le gain Raman moyen (en cm $^{-1}$). (B) Distribution microscopique suivant z du gain Raman (courbe bleue), la différence de population normalisée (courbe rouge). (C) Profil microscopique suivant z du potentiel. (D) Profil transverse du potentiel.

Cette nouvelle configuration d'auto génération est corroborée expérimentalement comme illustré dans la figure 2.

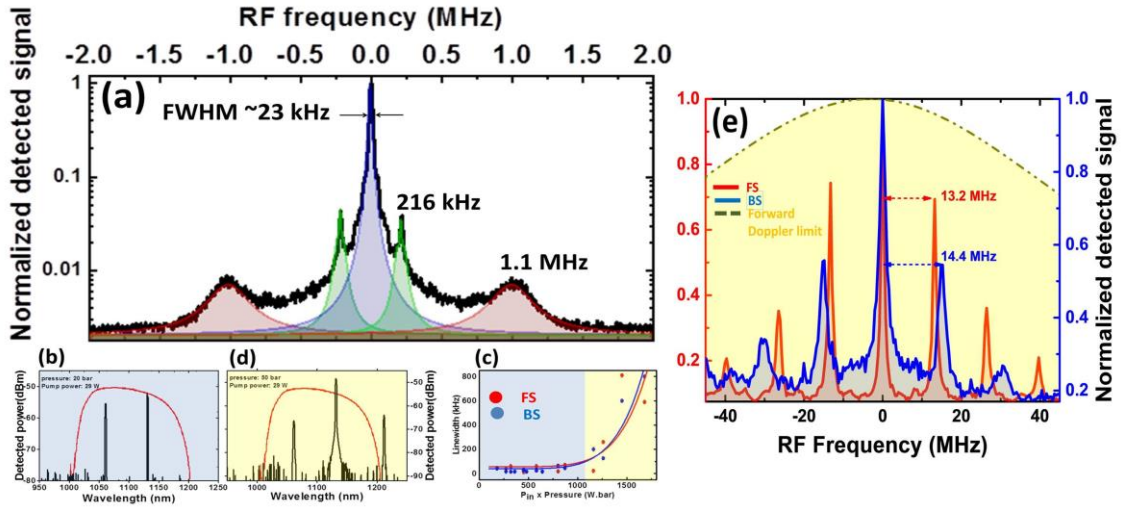


Fig. 2. (A) Trace typique de la largeur de bande Fav mesuré utilisant la technique self-heterodyne. (B) Spectre optique du FAv typique pour une puissance de pompe et une pression tel que $P_{in} \times P_g \leq 1000$ W.bar. (C) Spectre optique du FAv typique lorsque $P_{in} \times P_g > 1000$ W.bar. (D) Evolution de la largeur de bande $P_{in} \times P_g$ avec FAv (symboles rouge) et FAr (symboles bleus). La courbe rouge correspond à la transmission de la fibre sur 100 m. (E) Spectre du SAv (courbe rouge) et SAr (courbe bleue) sur un span de 100 MHz. La largeur de bande Doppler limité (courbe jaune remplie) est illustrée pour comparaison. Ici la longueur de fibre est de 20m.

La figure 2(A) montre la largeur de bande de SAV sur ± 2 MHz pour $P_{in} = 20$ W, $p_g = 20$ bar. Le spectre RF montre un pic central très étroit, avec deux paires de bandes latérales, typique à tous les spectres des SAV et SAR mesurées lorsque le produit de la puissance de pompe et de la pression est inférieur à 1000 W bar. Dans cette gamme, où seul le premier Stokes est généré (fig.2(B)), la largeur de bande du pic central varie peu avec des valeurs allant de 14 kHz à 72 kHz (fig.2(D) région bleue). Ces dernières sont bien en dessous de la fréquence de recul de la molécule d'hydrogène $v_{recoil} = \pi\hbar/(m\lambda s^2)$ de ~ 78 kHz. Ce rétrécissement de quatre ordres de magnitude relatif à la largeur Doppler est consistant avec le rétrécissement Lamb-Dicke prévu dans des puits de potentiel profonds [5]. Les bandes latérales à ~ 216 kHz correspondent à la fréquence de mouvement transverse du potentiel transverse. De la même manière, nous avons observé des bandes latérales dans la gamme de 10-16 GHz en accord avec les prédictions théoriques. De plus, dans la fig.2(E), nous pouvons observer les bandes latérales Rabi situées à ~ 13 MHz comme le prédit la théorie. Celles d'ordre élevé sont le résultat de mixage à quatre ondes inter-bandes latérales [6]. Le shift de 1,2 MHz entre les bandes latérales de SAV et SAR résulte du Doppler shift induit par le mouvement du réseau optique observable en filmant le mouvement des nanoparticules diffusant dans la fibre.

La largeur de bande est évolutive pour différentes longueurs de fibre et de puissance. La fig. 3(a) montre l'évolution de la puissance des SAV et SAR avec la puissance d'entrée pour une longueur de fibre de 7 m et une pression de 20 bar. Pour 85,5 W injecté dans la fibre, la puissance du SAV est de 55 W, et SAR de 3 W, la largeur de bande reste en-dessous de 200 kHz. Nous pouvons observer sur la fig.3(b) qu'elle se rétrécit jusqu'à 2,7 kHz pour une longueur de fibre de 30 m, $P_{in} = 12$ W et $p_g = 20$ bar. Cela représente 5 ordres de magnitude plus petit comparé à la largeur Doppler et 6 ordres de magnitude plus étroit que la ligne H₂ élargie par la pression.

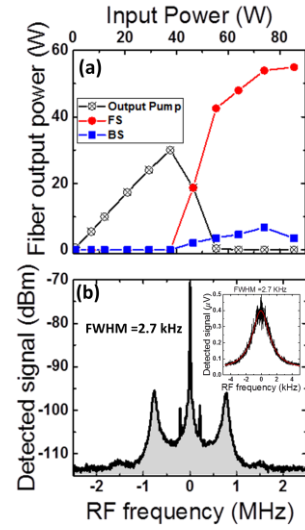


Fig. 3. (a) Evolution de la puissance du SAV et SAR avec la puissance de l'apompe en entrée pour une fibre de 7 m. (b) Largeur de bande de SAV avec une fibre de 30 m.

CONCLUSION

Un système pour piéger des molécules de gaz par la lumière et un DRS radicalement nouveau dans sa configuration et dans sa configuration sous-jacente est démontré. Le système créé une nouvelle approche et plateforme pour le contrôle quantique de molécules et laser à gaz fibré.

REFERENCES

- [1] R. J. Rafac, et al. Phys. Rev. Lett., 85 (12), 2462–2465 (2000).
- [2] A. D. Ludlow et al. Rev. Mod. Phys., 87(2), 637–701 (2015).
- [3] F. Benabid et al. Phys. Rev. Lett., 93(12), 123903 (2004).
- [4] Y. R. Shen and N. Bloembergen, Phys. Rev. 137, A1787(1965).
- [5] J.-Y. Courtois and G. Grynberg, Phys. Rev. A, 46(11), 7060 (1992).
- [6] R. Boyd et al. Phys. Rev. A, 24(1), pp. 411–423 (1981).

CONVERSION DE FRÉQUENCES EN CASCADE DANS LES CRISTAUX PHOTONIQUES NON-LINÉAIRES DE PPLT 2D

Zohra Illas¹, Min Won Lee², Régis Kremer³, Kai-Hsun Chang⁴, M.R. Beghoul¹, Lung-Han Peng⁴
et Azzedine Boudrioua²

¹ Laboratoire d'Etudes des Matériaux (LEM), Université de Jijel, 18000 Algérie

² Laboratoire de Physique de Lasers CNRS UMR 7538, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, 93430 Villetaneuse, France

³ Université de Lorraine, Laboratoire Matériaux Optiques, Photoniques et Systèmes, EA 4423, Metz, France

⁴ Graduate Institute of Photonics and Optoelectronics and Department of Electrical Engineering, National Taiwan University, Taipei, Taiwan

min.lee@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Dans ce travail, nous présentons une démonstration de la génération de multi-longueur d'onde en cascade dans un cristal photonique non-linéaire de tantalate de lithium (PPLT 2D). Dans un premier temps, la génération paramétrique optique (GPO) est obtenue en utilisant un faisceau pompe de 532 nm. La GPO déclenche par la suite la génération de second-harmonique, la génération de somme fréquences et une autre GPO. Ces processus sont achevés par un quasi-accord de phase en configuration colinéaire.

MOTS-CLEFS : *cristaux photoniques non linéaires, génération paramétrique optique, PPLT 2D*

1. INTRODUCTION

Les cristaux photoniques non-linéaires ont attiré une attention particulière pour la conversion de fréquence optique. Ils sont des cristaux non-linéaires avec un réseau polarisé périodiquement en deux directions tels que le tantalate de lithium polarisé périodiquement (PPLT 2D) et le niobate de lithium polarisé périodiquement (PPLN 2D) [1][2]. Grâce aux vecteurs du réseau réciproque, ils ont une grande flexibilité pour réaliser différents quasi-accords de phase (QAP) simultanément. Cette caractéristique facilite la conversion de fréquence par plusieurs mécanismes telles que la génération de second-harmonique (GSH), la génération de somme de fréquences (GSF), génération de différence fréquences (GDF) et la génération paramétrique optique (GPO) [3]. En particulier, les vecteurs réciproques permettent d'accorder les longueurs d'onde générées par GPO en fonction de la température [4] ou de l'angle incident [3].

Cependant, il est difficile d'obtenir ces processus optiques non-linéaires en même temps à cause des différentes conditions d'accord de phase. Il existe très peu d'études sur la génération de multi-longueurs d'onde par plusieurs processus optiques non-linéaires en particulier dans un PPLT 2D avec un réseau hexagonal [5]. En revanche, dans un cristal de réseau carré, la génération de multi-longueur d'onde par multiprocessus optique non-linéaire n'a jamais été observée.

Dans ce travail, nous démontrons la génération de multi-longueur d'onde par multiprocessus optique non-linéaire dans un PPLT 2D avec réseau carré. Avec un pompage à 532 nm, nous obtenons d'abord la GPO qui déclenche par un effet de cascade une GSH, une GSF et d'autres GPO. Nous étudions également l'accordabilité des longueurs d'onde générées par une variation de température.

2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Le PPLT 2D utilisé dans cette étude a un réseau carré comme montré sur la figure 1(a). Ce dernier a une période de 8,52 μm et un rapport cyclique de 38 %. La figure 1(b) montre le banc de mesure expérimental. Le laser pompe est un laser pulsé avec une puissance crête de 40 kW sur une durée de

500 ps à 532 nm. Un faisceau de 94 μm de taille est injecté à l'entrée du cristal et les longueurs d'onde générées sont récupérées en passant par un filtre stop-bande à 532 nm et enregistrées sur un analyseur de spectre optique (OSA). La mesure est effectuée uniquement dans la direction colinéaire.

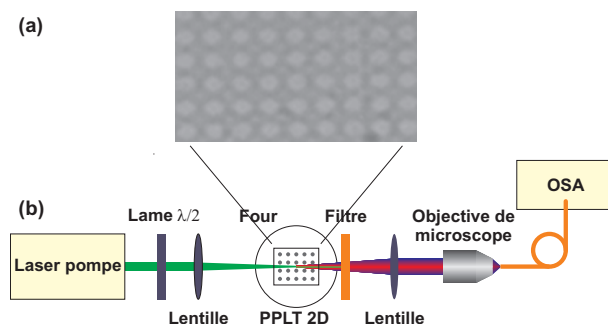


FIGURE 1 : (a) Image de PPLT 2D de réseau carré (b) Banc de mesure expérimental.

La figure 2(a) montre le spectre de multi-longueur d'onde générée à une température de 110 °C et un angle incident de 0 °. Le spectre est mesuré de 350 nm à 1750 nm avec une résolution de 5 nm. Sur la figure, nous observons 8 raies à 393 nm, 402 nm, 532 nm, 788 nm, 819 nm, 1518 nm, 1577 nm et 1638 nm. La raie de 532 nm est la pompe résiduelle. Le premier processus non-linéaire qui apparaît est la GPO avec le signal à 788 nm et l'idler à 1638 nm. Nous pouvons également voir que les puissances du signal et de l'idler sont très élevées par rapport aux autres raies. Ces raies de puissances fortes déclenchent une GSH de 788 nm à 393 nm et une autre GSH de 1638 nm à 819 nm dans un processus en cascade. La pompe et l'idler interagissent dans un processus de GSF afin de générer la raie de 402 nm. Le signal à 788 nm intervient également dans un processus de GDF avec la pompe pour générer la raie de 1518 nm. La raie de 1577 nm est obtenue par un processus de conversion paramétrique de fréquence vers le rouge à partir de la raie de 788 nm. A noter que ces processus satisfont également la conservation d'énergie.

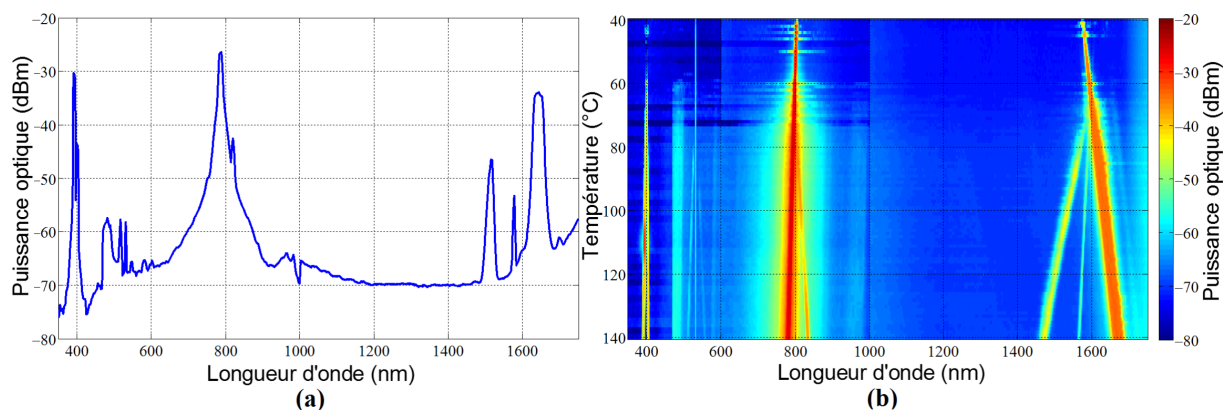


FIGURE 2 : (a) Spectre mesuré à 110 °C avec une résolution de 5 nm. (b) Spectres mesurés sur une plage de température de 40 °C à 140 °C. Le code de couleur représente la puissance optique de spectres.

La figure 2(b) est une cartographie en variant la température de 40 °C à 140 °C. Sur cette figure, nous pouvons voir clairement l'évolution des longueurs d'onde en fonction de la température. Les raies de 393 nm et 402 nm se croisent autour de 65 °C. Les raies de 1518 nm, 1577 nm et 1638 nm ont également une tendance de se croiser à la même température. Sur cette cartographie les processus sont toujours obtenus en satisfaisant la conservation d'énergie sur toute la plage de température.

3. CONDITIONS DE QAP

Afin de comprendre les différents processus non linéaires, nous considérons les différentes conditions de QAP pour la génération de ces longueurs d'onde. Le cristal étudié possède une structure de

domaines inversés en 2D. En revanche, les mesures sont effectuées uniquement dans la configuration colinéaire. De ce fait, nous considérons la condition de QAP d'un cristal PPLT 1D dans cette étude. La condition de QAP est écrite par :

$$\frac{n(\lambda_1, T)}{\lambda_1} - \frac{n(\lambda_2, T)}{\lambda_2} - \frac{n(\lambda_3, T)}{\lambda_3} - \frac{m}{\Lambda} = 0 \quad (1)$$

où $n(\lambda, T)$ est l'indice de réfraction à une longueur d'onde de λ et à une température T , m est l'ordre de QAP et Λ est la période de QAP pour le vecteur de réseau réciproque $\mathbf{K}_{1,0}$.

Pour le processus de la GPO avec le signal de 788 nm et l'idler de 1638 nm, nous obtenons avec l'équation une période de $\Lambda = 8,5 \mu\text{m}$ pour un ordre de QAP de $m = 1$. Cette période correspond à la période de réseau du cristal de $8,52 \mu\text{m}$ en satisfaisant la condition de QAP pour la GPO à 110°C et à un angle incident de 0° . En revanche, nous obtenons $\Lambda = 2,9 \mu\text{m}$ pour la GSH de 788 nm à 393 nm. Cependant, pour $m = 3$, la période devient $\Lambda = 8,9 \mu\text{m}$ qui est proche de la période de $8,52 \mu\text{m}$. Dans ce cas, il en résulte que le QAP du troisième ordre ($m = 3$) contribue à la GSH. Pour le processus de GFS de 402 nm, nous obtenons le QAP du second ordre avec une période de $\Lambda = 8 \mu\text{m}$.

Pour la longueur d'onde de 819 nm, il est considéré la GSH de 1638 nm, mais la période de QAP est obtenue de $\Lambda = 22,5 \mu\text{m}$ pour $m = 1$ qui est trop grande par rapport à la période du réseau. Pour la raie de 1518 nm, il est aussi considéré la GDF entre le signal de 788 nm et l'idler de 1638 nm, mais la période de QAP est obtenue de $\Lambda = 21 \mu\text{m}$ pour $m = 1$ qui est également trop grande. En revanche, les longueurs d'onde de 819 nm et 1518 nm peut être interprétées par une autre GPO avec un deuxième signal et un nouvel idler, respectivement à partir de la pompe de 532 nm. En effet, la condition de QAP du premier ordre s'implique dans ce cas avec une période de $\Lambda = 8,2 \mu\text{m}$. Donc, avec la pompe de 532 nm, nous obtenons deux GPOs avec le signal de 788 nm et l'idler de 1638 nm pour $\Lambda = 8,5 \mu\text{m}$ et avec le signal de 819 nm et l'idler de 1518 nm pour $\Lambda = 8,2 \mu\text{m}$. Bien que les périodes de QAP pour la GSH de 1638 nm et pour la DFG de 1638 nm avec 788 nm soient trop grandes, ces deux processus permettent de pousser la deuxième GPO au-dessus du seuil de processus. Ainsi, nous obtenons la deuxième GPO assistée par ces deux processus.

La raie de 1576 nm est obtenue de la conversion paramétrique vers le rouge, mais la période de QAP est de $\Lambda = 21 \mu\text{m}$ qui est encore trop grande. Une autre étude approfondie sera nécessaire pour comprendre ce processus.

CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons démontré la génération de multi-longueur d'onde en cascade pour la première fois dans un PPLT 2D de réseau carré. La pompe induit le processus de GPO, puis le signal, l'idler et la pompe interagissent pour la GSH, la GSF, la GDF et une deuxième GPO dans un processus en cascade. L'étude de la condition de QAP confirme les résultats expérimentaux. Cependant, une autre étude sera nécessaire pour comprendre la conversion paramétrique vers le rouge.

RÉFÉRENCES

- [1] V. Berger, "Nonlinear Photonic Crystals," *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4136–4139 (1998).
- [2] A. Arie, N. Habshoosh, and A. Bahabad, "Quasi phase matching in two-dimensional nonlinear photonic crystals," *Opt. Quant. Electron.* **39**, 361–375 (2007).
- [3] M. Levenius, V. Pasiskevicius, and K. Gallo, "Angular degrees of freedom in twin-beam parametric down-conversion," *Appl. Phys. Lett.* **101**, 121114 (2012).
- [4] L.-H. Peng and C.-C. Hsu, "Wavelength tunability of second-harmonic generation from two-dimensional $\chi^{(2)}$ nonlinear photonic crystals with a tetragonal lattice structure," *Appl. Phys. Lett.* **84**, pp. 3250–3252 (2004).
- [5] M. Levenius, V. Pasiskevicius, and K. Gallo, "Cascaded up-conversion of twin-beam OPG in nonlinear photonic crystals," in "2013 Conference on Lasers Electro-Optics Europe International Quantum Electronics Conference CLEO EUROPE/IQEC," (2013), pp. 1.

ÉCHANGE PROTONIQUE DOUX SUR Mg:LiNbO_3

Tommaso LUNGI, Florent DOUTRE, Guillaume LEGOFF, Getachew AYENNEW, Hervé TRONCHE, Sébastien TANZILLI, Pascal BALDI, Marc DE MICHELI

Université Côte d'Azur, CNRS, Institut de Physique de Nice (UMR 7010), France

florent.doutre@unice.fr

RÉSUMÉ

Nous montrons qu'un guide d'onde inscrit par échange protonique doux sur un substrat Mg:LiNbO_3 permet de conserver les non-linéarités et la résistance à l'effet photoréfractif de ce matériau.

MOTS-CLEFS : photoréfractivité ; niobate de lithium dopé magnésium ; échange protonique doux

1. INTRODUCTION

La conversion non linéaire de fréquences dans le niobate de lithium congruent (CLN : *Congruent Lithium Niobate*) est limitée par l'effet photoréfractif souvent considéré comme un dommage optique (PRD : *Photo-Refractive Damage*) [1]. Cet effet est efficacement réduit par différents dopages du substrat, notamment en oxyde de magnésium (Mg:LN), pour lequel le PRD est réduit de 3 ordres de grandeurs [2]. Cependant, ce matériau n'est pas parfaitement compatible avec les techniques usuelles de fabrication de guides d'onde : la technique de diffusion titane est fondamentalement une source de PRD, et l'échange proton avec recuit engendre une baisse du coefficient non linéaire du matériau [3] ainsi qu'un PRD accru par rapport au substrat vierge [4]. Nous avons adapté la technique d'échange protonique doux (SPE : *Soft Proton Exchange*) à ces substrats dopés en MgO , ce qui nous a permis d'obtenir des guides d'onde dans lesquels les non-linéarités sont préservées et qui supportent des puissances guidées au moins dix fois plus importantes que des guides similaires réalisés sur CLN.

2. ÉLABORATION DES GUIDES D'ONDE

L'échange protonique consiste à substituer des ions Li^+ de la matrice cristalline par des protons en plongeant le substrat dans un bain acide à haute température. Le SPE consiste à limiter le taux de substitution (typiquement en dessous de 20%) en utilisant un bain d'acide benzoïque tamponné par du benzoate de lithium (BL), ce qui limite la quantité de protons disponible et par conséquent le taux de substitution. De plus, il s'agit d'un échange à très haute température, ce qui permet aux protons d'avoir assez d'énergie pour prendre position sur des sites cristallins et non sur des sites interstitiels [5]. Cela permet de conserver la phase cristalline originelle du matériau. Afin de déterminer la dose de protons nécessaire à l'obtention d'un SPE, nous avons procédé à des échanges de type guides plans sur un substrat LN en coupe Z dopé à 5% en Mg:O avec différents taux de BL (ρ_{LB}). La présence résiduelle d'eau pouvant modifier l'acidité du bain, la préparation des poudres et des échantillons se fait en environnement à hygrométrie contrôlée (4.3% d'humidité), l'échange prend place dans des enceintes (tubes en verre ou conatiner en zirconium) qui sont pompées à vide ($P \approx 3 \times 10^{-3}$ mbar), scellées hermétiquement et étuvées à 300°C pour une durée de 12 à 72 heures, ajustée en fonction de ρ_{LB} .

3. PROFIL D'INDICE DES GUIDES

Une fois l'échange terminé, chaque échantillon est caractérisé par la technique des M-lines [6] qui consiste à injecter un faisceau laser visible ($\lambda = 633$ nm) via un couplage par prisme dans les différents modes optiques susceptibles de se propager dans le guide plan (multimode à cette longueur d'onde), puis à mesurer l'angle de sortie à travers un second prisme. Chaque angle permet le calcul de l'indice effectif du mode optique guidé, ce qui permet la reconstruction du profil d'indice du guide plan. Les

différents profils obtenus sont visibles sur la figure 1a, ainsi qu'un profil SPE typique obtenu sur CLN. Trois régimes sont identifiables, analogues à ceux connus pour le SPE sur CLN :

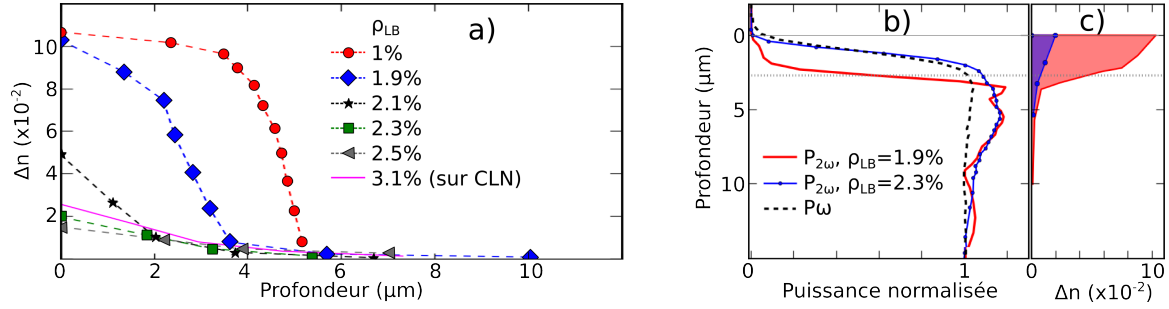


FIGURE 1 : a) Profil d'indice pour différents taux ρ_{LB} . La durée d'échange est de 24 h pour l'échantillon $\rho_{LB} = 1\%$ et de 72 h autrement. Un profil SPE typique obtenu sur CLN est également présenté. b) Profil en profondeur de la génération de seconde harmonique de surface ($P_{2\omega}$) de deux guides plans Mg:LN. Le signal fondamental réfléchi (P_{ω}) sert de référence, indiquant la position en profondeur. c) Profil d'indice de ces mêmes guides à 633 nm.

- **profil à saut d'indice**, $\rho_{LB} < 1.9\%$: correspond à des guides PE (*Proton Exchanged* [7]), le taux de substitution à la surface du guide est important, la modification d'indice sature à $\Delta n = 0.107$, correspondant à des modifications fortes de la maille cristalline ;
- **profil exponentiel**, $\rho_{LB} > 2.1\%$: il s'agit de ce que l'on appelle le régime SPE, il conserve la phase cristalline du substrat tout au long de l'élaboration ;
- **profil hybride saut/exponentiel**, $1.9\% \leq \rho_{LB} \leq 2.1\%$: le profil comprend une diffusion exponentielle en profondeur avec une partie saut d'indice en surface, liée à une altération partielle du réseau cristallin.

On note que le SPE sur substrat Mg:LN nécessite un plus fort taux d'acidité pour donner un profil d'indice similaire à qu'on obtient sur CLN, ce qui peut s'expliquer un nombre de sites vacants moindre du fait du dopage.

4. CARACTÉRISATION DU COEFFICIENT NON LINÉAIRE

La préservation du coefficient non linéaire d_{33} est estimé par une mesure de génération de seconde harmonique (SHG : *Second Harmonic Generation*) en réflexion [8]. Un laser de pompe femtoseconde à 1550 nm est focalisé sur la face d'entrée du guide, l'échantillon est translaté via un actuateur piézoélectrique. Les signaux harmoniques et fondamentaux réfléchis sont séparés à l'aide d'un miroir dichroïque. La figure 1b montre les puissances normalisées de l'harmonique ($P_{2\omega}$) et du fondamental (P_{ω}) en fonction de la position en profondeur.

On constate pour l'échantillon $\rho_{LB} = 2.3\%$ (SPE) que les profils en profondeur se superposent, ce qui indique que l'effet non linéaire se produit dès la surface du guide. A contrario, pour l'échantillon $\rho_{LB} = 1.9\%$ (profil hybride) l'harmonique apparaît à une profondeur de $2.5\mu m$, indiquant que la couche superficielle a perdu ses propriétés non linéaires. La figure 1c rappelle le profil d'indice de ces deux échantillons, la partie saut d'indice du second correspond bien à la zone dégradée.

5. EFFET PHOTORÉFRACTIF DANS DES GUIDES CANAUX

En s'appuyant sur ces résultats nous avons réalisés des micro-guides SPE de largeur $6\mu m$ sur des substrats de Mg:LN en limitant latéralement l'échange par des techniques usuelles de lithographie, dépôt de silice et *lift-off*. Le caractère monomode du guide est vérifié en imageant la sortie du guide en champ lointain à 1550 nm et en modifiant les conditions d'injection (figure 2a). Les pertes optiques, mesurées via le contraste des franges des résonances Fabry-Perot des échantillons sont inférieures à 1 dB.cm^{-1} . La caractérisation des effets photoréfractifs est effectuée en injectant un laser impulsif picoseconde de longueur d'onde 710 nm cadencé à 76 MHz. Le régime impulsif et la longueur

d'onde visible sont choisis pour exacerber le PRD. Celui-ci est évalué selon le protocole suivant : on injecte un faisceau laser dans le guide, dont on mesure la puissance en sortie de guide après collimation. Par la suite, on défocalise la lentille de collection pour ne récolter dans le détecteur qu'une partie du faisceau. La modification du profil d'indice du guide par l'effet photoréfractif provoque une instabilité de la distributions d'énergie dans le guide et donc une fluctuation temporelle de la puissance mesurée dans la configuration défocalisée. Les fluctuations pour différents niveaux de puissance totale transmise à travers le guide sont présentées en figure 2b pour un échantillon CLN et figure 2c pour un échantillon dopé. Les fluctuations sur CLN pour $P > 300\mu\text{W}$ étant trop rapides pour notre système de détection, leur amplitude est artificiellement réduite. Jusqu'à ce niveau de puissance on n'observe aucune fluctuation dans les guides réalisés sur substrat dopé MgO.

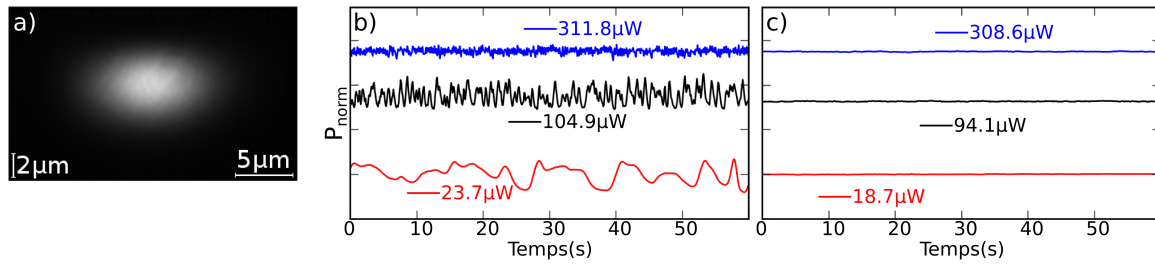


FIGURE 2 : a) Photographie du mode à 1550 nm en sortie d'un guide Mg:LN. Fluctuations d'intensité (normalisée) en sortie de guides d'onde sur substrat b) CLN et c) Mg:LN.

6. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Les résultats présentés ici montrent qu'il est possible d'adapter l'échange protonique doux pour réaliser des guides dans le niobate de lithium dopé à 5% en oxyde de magnésium. Ces guides présentent les mêmes types de profil d'indice que dans le niobate de lithium congruent, le coefficient non linéaire du matériau est préservé et les guides sont au moins 10 fois plus résistants aux dommages optiques que des guides semblables réalisés sur CLN. De nouveaux échantillons sont en cours de fabrication dans des substrats de niobate de lithium dopés MgO polarisés périodiquement afin de réaliser des doubleurs de fréquence intégrés et tester leurs performances aux courtes longueurs d'onde.

Les auteurs remercient les projets PICQUE (Europe FP7-ITN n°608062) et INQCA (ANR-14-CE26-0038-02) pour leur soutien financier.

RÉFÉRENCES

- [1] A. M. Glass *et al.*, "Excited state polarization, bulk photovoltaic effect and the photorefractive effect in electrically polarized media," *J. Electron. Mat.* vol. 4, pp. 915–, 1975
- [2] D. A. Bryan *et al.*, "Increased optical damage resistance in lithium niobate," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 44, pp. 847–849, 1984
- [3] J. Sun *et al.*, "Correlation of infrared spectra and phase transitions in annealed proton-exchanged MgO doped LiNbO₃," *J. Appl. Phys.*, vol. 117, pp. 0431102, 2015
- [4] S. Steinberg *et al.*, "Comparison of photorefractive-index changes in annealed-proton-exchanged channel waveguides in MgO-doped and congruent LiNbO₃," *Opt. Lett.*, vol. 20, pp. 683–685, 1995
- [5] S. Chen *et al.*, "Loss mechanisms and hybrid modes in high- δ ne proton-exchanged planar waveguides," *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 1314–1316, 1993
- [6] P. K. Tien *et al.*, "Theory of Prism-Film Coupler and Thin-Film Light Guides," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 60, pp. 1325–1337, 1970
- [7] R. V. Roussev, *Optical-frequency mixers in periodically poled lithium niobate : materials, modelling and characterization*, Ph.D. thesis, Stanford University, 2006
- [8] S. A. Denev *et al.*, "Probing Ferroelectrics Using Optical Second Harmonic Generation," *J. Am. Ceram. Soc.*, vol. 94, pp. 2699–2727, 2011

ÉLARGISSEMENT SPECTRAL D'IMPULSIONS PAR ONDES DE CHOC DISPERSIVES DANS LES FIBRES OPTIQUES

A. Parriaux¹, M. Conforti², A. Bendahmane¹, J. Fatome¹, C. Finot¹, S. Trillo³, N. Picqué^{4,5} et G. Millot¹

¹ Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB), UMR6303 CNRS-Univ. Bourgogne Franche Comté, Dijon, France.

² Univ. Lille, CNRS, UMR8523-Physique des Lasers Atomes et Molécules (PhLAM), F-59000 Lille, France.

³ Department of Engineering, University of Ferrara, Via Saragat 1, 44122 Ferrara, Italy.

⁴ Max-Planck-Institut für Quantenoptik (MPQ), Garching, Germany.

⁵ Institut des Sciences Moléculaires d'Orsay (ISMO), UMR8214 CNRS-Univ. Paris-Sud, Orsay, France.

alexandre.parriaux@ens-lyon.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions l'élargissement spectral induit par ondes de choc dispersives d'impulsions générées par modulation électro-optique dans une fibre optique en dispersion normale.

MOTS-CLEFS : Optique non-linéaire ; fibre optique ; ondes de choc

1. INTRODUCTION

Nous étudions l'élargissement spectral induit par ondes de choc dispersives d'impulsions générées par modulation électro-optique dans une fibre optique en dispersion normale. Nous montrons que le fond continu résiduel du modulateur d'intensité électro-optique peut induire de néfastes oscillations sur le spectre. De plus, nous donnons une estimation analytique de la largeur spectrale maximum de l'impulsion après élargissement. Cette largeur dépend des paramètres de la fibre, de la puissance injectée mais pas du fond continu résiduel, ni de la forme et de la durée de l'impulsion initiale. Nous montrons que des impulsions super-gaussiennes sont plus appropriées à la génération d'impulsions dont le spectre est plat. Des mesures spectrales confirment les prévisions analytiques et sont en accord avec la résolution numérique de l'équation de Schrödinger non-linéaire.

2. LARGEUR SPECTRALE MAXIMALE INDUITE PAR ONDES DE CHOC

La propagation d'une impulsion d'enveloppe A dans une fibre optique non-linéaire et dispersive est régie par l'équation de Schrödinger non-linéaire (ESNL) qui s'écrit, dans le référentiel de groupe (z, t) de l'impulsion :

$$i\partial_z A - \frac{\beta_2}{2}\partial_t^2 A + \gamma|A|^2 A + i\frac{\alpha}{2}A = 0 \quad (1)$$

où γ est le coefficient Kerr (exprimé en $\text{W}^{-1}.\text{m}^{-1}$), β_2 le coefficient de dispersion d'ordre 2 (exprimé en $\text{s}^2.\text{m}^{-1}$), α le coefficient d'absorption (exprimé en m^{-1}) et $|A|^2 = P$ la puissance de l'impulsion.

Nous focalisons ici sur le cas d'impulsions générées par des modulateurs électro-optiques. Étant donné que tout modulateur dispose d'un taux d'extinction τ fini, le train d'impulsions créé disposera d'un fond continu d'une puissance P_0 . Ce taux d'extinction peut être défini comme $\tau = \frac{P+P_0}{P_0}$. Lorsque les pertes sont négligées dans l'équation (1), l'ESNL dispose de la loi de conservation suivante [1, 2] :

$$\frac{d}{dz} \left(\gamma \frac{\int_{\mathbb{R}} (|A(z, t)|^2 - P_0)^2 dt}{\int_{\mathbb{R}} (|A(z, t)|^2 - P_0) dt} + \beta_2 \frac{\int_{\mathbb{R}} \Omega^2 (|\tilde{A}(z, \Omega)|^2 - P_0 \delta(\Omega)) d\Omega}{\int_{\mathbb{R}} (|\tilde{A}(z, \Omega)|^2 - P_0 \delta(\Omega)) d\Omega} \right) = 0 \quad (2)$$

où $\tilde{A}(z, \Omega)$ est la transformée de Fourier de $A(z, t)$.

En considérant que les effets non-linéaires prédominent en début de propagation et que les effets dispersifs prédominent en fin de propagation, alors par intégration sur z de l'équation (2), nous pouvons en déduire l'écart-type spectral σ_Ω à une distance très éloignée du choc :

$$\sigma_\Omega = \sqrt{\frac{\gamma P}{\beta_2}} F \quad \text{avec} \quad F^2 = \frac{\int_{\mathbb{R}} f(0,t)^2 dt}{\int_{\mathbb{R}} f(0,t) dt} \quad (3)$$

où nous avons considéré une condition initiale $|A(0,t)|^2 = P_0 + Pf(0,t)$ avec $f(0,t)$ le profil en puissance de l'impulsion. Nous remarquons que le facteur F ne dépend pas de la durée initiale de l'impulsion et est approximativement égal à 1 pour des formes usuelles (gaussienne, super-gaussienne, ...).

En considérant que le spectre est contenu en majeure partie dans l'intervalle $[-2\sigma_\Omega; 2\sigma_\Omega]$, alors celui-ci montre une fréquence maximale $f_{\max}$ définie par :

$$f_{\max} = \frac{2\sigma_\Omega}{2\pi} = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\gamma P}{\beta_2}} F \approx \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\gamma P}{\beta_2}} \quad (4)$$

La fréquence $f_{\max}$ (4) dépend majoritairement des paramètres de la fibre utilisée et de la puissance initiale injectée. Au contraire, elle est très peu dépendante du profil et indépendante de la durée initiale des impulsions. La Figure 1 montre le spectre à la sortie d'une fibre DCF de 1400 m ($\beta_2 = 0,12 \text{ ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$, $\gamma = 4,6 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$) obtenu par intégration numérique de l'ESNL (1) pour différentes formes et durées d'impulsions.

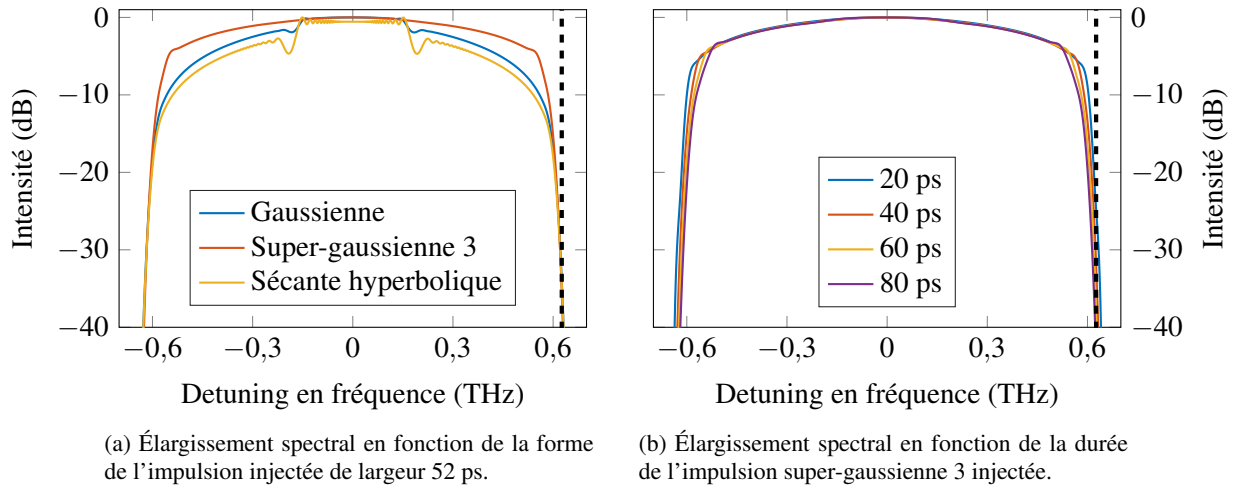


FIGURE 1: Résultats de l'intégration numérique de l'ESNL (1) en sortie d'une fibre DCF de longueur 1400 m pour une puissance d'entrée $P = 100 \text{ W}$, sans fond continu, et pour $\alpha = 0$ (pertes négligées). Les lignes en pointillés montrent la fréquence maximale prédite par l'équation (4).

Nous pouvons remarquer avec les simulations de la Figure 1 que la même largeur spectrale est obtenue pour trois profils différents mais que des impulsions super-gaussiennes donnent un spectre beaucoup plus plat. Dans le cas particulier de ces impulsions, nous pouvons aussi voir que la largeur spectrale dépend très peu de la durée initiale.

Une autre caractéristique intéressante, illustrée par la Figure 2, est que la largeur maximale du spectre ne dépend pas du fond continu résiduel. Cependant, un léger fond continu dû à des modulateurs électro-optiques non idéaux est suffisant pour entraîner des oscillations dans le domaine temporel et spectral [3]. Le contraste des oscillations augmente fortement pour une faible diminution du taux d'extinction. Dans le cas d'impulsions super-gaussiennes en présence d'un fond, le spectre généré se retrouve déformé et ne présente plus la platitude décrite plus haut.

3. VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE

Nous avons effectué une série de mesures expérimentales afin de caractériser l'élargissement spectral induit par le phénomène d'ondes de choc. Un train d'impulsions super-gaussiennes d'ordre 3 de largeur 52 ps est généré par modulation d'intensité d'une diode laser continue [4]. Le taux d'extinction du modulateur est de 30 dB et le taux de répétition des impulsions est fixé à 100 MHz, ce qui nous donne une puissance $P = 47$ W. Le train est ensuite dirigé vers une fibre DCF de longueur variable.

La Figure 3 montre la variation de la largeur spectrale à -20 dB du maximum d'intensité en fonction de la distance de propagation. Nous observons que la largeur du spectre tend rapidement vers une limite proche de l'estimation théorique donnée par la fréquence (4). Nous pouvons aussi noter un très bon accord entre les largeurs mesurées et les résultats prévus par intégration numérique de l'ESNL (1).

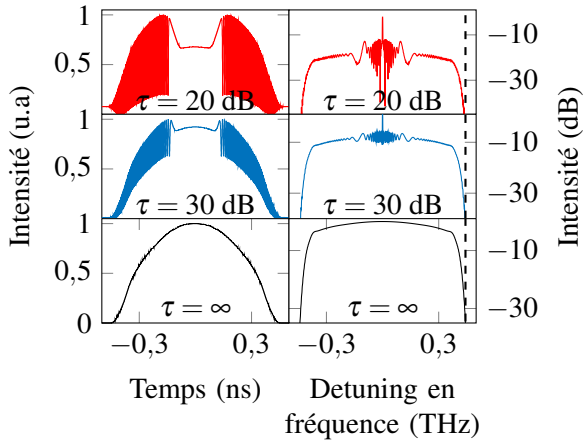


FIGURE 2: Profils temporels et spectraux obtenus par intégration numérique de l'ESNL (1) à la sortie d'une fibre DCF. L'impulsion super-gaussienne d'ordre 3 initiale a une puissance $P = 50$ W.

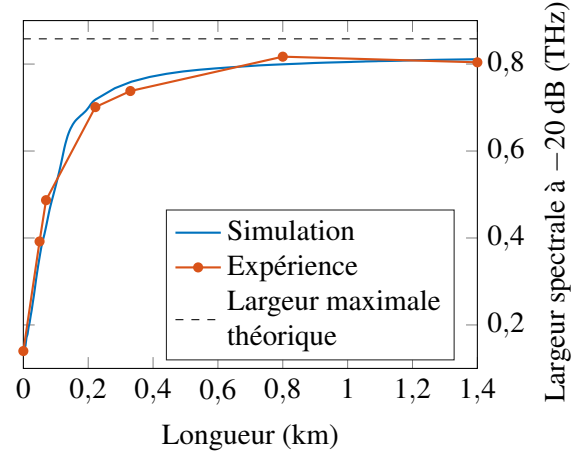


FIGURE 3: Variation de la largeur spectrale à -20 dB en fonction de la distance de propagation d'une super-gaussienne d'ordre 3 de puissance d'entrée $P = 47$ W.

4. CONCLUSION

Nous avons démontré et vérifié par l'expérience d'importantes caractéristiques de l'élargissement spectral induit par ondes de choc dispersives dans les fibres optiques. En particulier, nous avons mis en évidence l'influence d'un fond continu sur le spectre d'impulsions générées par modulation électro-optique. De plus, nous avons vu que loin du choc, l'évolution du spectre devient quasi-stationnaire et sa largeur maximale peut être calculée analytiquement. Celle-ci est quasi-indépendante de la forme des impulsions et de leur durée. Toutefois, des impulsions super-gaussiennes donnent un spectre bien plus plat comparées à d'autres formes considérées. Les mesures expérimentales effectuées sont en très bon accord avec les résultats numériques d'intégration de l'ESNL (1). Nous pensons que ces résultats seront très utiles dans le design de peignes de fréquences générés par des modulateurs électro-optiques dédiés à de nombreuses applications.

RÉFÉRENCES

- [1] D. Castelló-Lurbe, P. Andrés, and E. Silvestre, "Dispersion-to-spectrum mapping in nonlinear fibers based on optical wave-breaking," *Opt. Express*, vol. 21, no. 23, pp. 28 550–28 558, 2013.
- [2] Y. S. Kivshar and X. Yang, "Perturbation-induced dynamics of dark solitons," *Phys. Rev. E*, vol. 49, pp. 1657–1670, 1994.
- [3] G. Xu, A. Mussot, A. Kudlinski, S. Trillo, F. Copie, and M. Conforti, "Shock wave generation triggered by a weak background in optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 11, pp. 2656–2659, 2016.
- [4] G. Millot, S. Pitois, M. Yan, T. Hovhannisyan, A. Bendahmane, T. Hänsch, and N. Picqué, "Frequency-agile dual-comb spectroscopy," *Nat. Photon.*, vol. 10, pp. 27–30, 2015.

COMMENT L'UTILISATION DE PPLN GUIDÉS PEUT RÉVOLUTIONNER L'ASTRONOMIE MOYEN INFRAROUGE

Lucien Lehmann¹, Ludovic Szemendera¹, Ludovic Grossard¹, Laurent Delage¹, Mathieu Chauvet², Florent Bassignot³ et François Reynaud¹

¹ Institut Xlim, UMR CNRS 7252, Université de Limoges, 87 060 Limoges, France

² FEMTO-ST Institute, UMR CNRS 6174, Université de Bourgogne Franche-Comté, 25 000 Besançon, France

³ Femto-Engineering, 15B avenue des Montboucons, 25 000 Besançon, France

lucien.lehmann@xlim.fr

RÉSUMÉ

ALOHA est un projet visant à utiliser les technologies de l'optique non linéaire et guidée dans le domaine de l'imagerie haute résolution en astronomie infrarouge. Notre démarche consiste à inclure un processus de conversion de fréquence sur chaque bras de l'interféromètre pour transposer le signal infrarouge moyen vers le proche infrarouge. Cette méthode permet de relâcher les contraintes sur le bruit thermique de l'instrument et de disposer des composants matures de l'optique guidée. Les premiers tests en laboratoire ont permis de réaliser des franges d'interférence avec un contraste supérieur à 95 % avec 100 fW à l'entrée de chaque bras. L'utilisation de PPLN ridge pourrait significativement améliorer ces résultats.

MOTS-CLEFS : *optique non linéaire ; imagerie haute résolution ; interférométrie*

1. INTRODUCTION

En astronomie, le moyen infrarouge (entre 3 et 12 μm) est une bande spectrale riche en information notamment pour l'étude de la formation des systèmes planétaires ou celui des noyaux actifs de galaxies [1]. L'étude détaillée de ces objets nécessite de hautes résolutions angulaires qui ne sont accessibles qu'à l'aide de réseaux de télescopes espacés de plusieurs centaines de mètres, tels que ceux de CHARA ou du VLTI, voire de bases kilométriques.

Cependant, ces grands interféromètres soulèvent d'importants problèmes techniques.

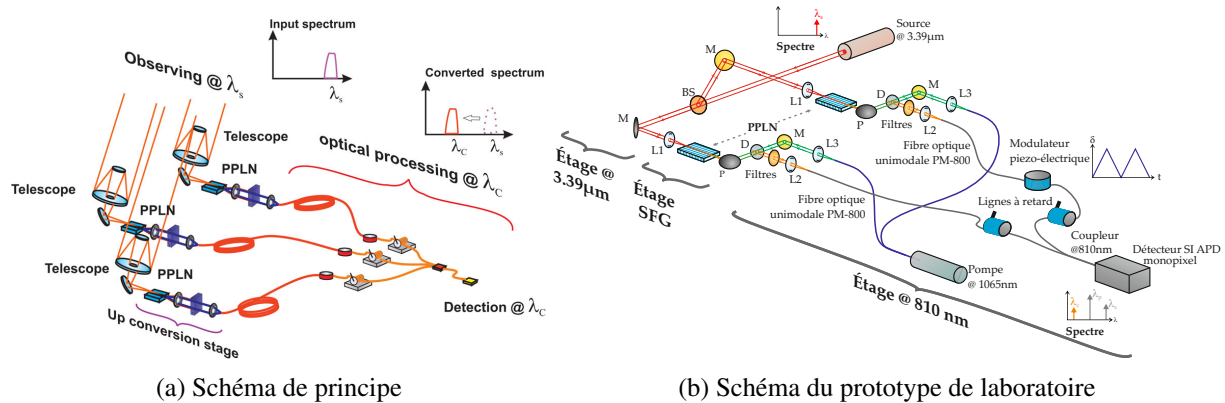
D'une part, le signal utile, de très faible niveau, est pollué par le rayonnement thermique provenant de toute la chaîne instrumentale. Pour limiter ce phénomène, la solution classique consiste à cryogéniser les instruments travaillant à ces longueurs d'ondes, ce qui est à la fois complexe et coûteux. D'autre part, pour obtenir des contrastes calibrés, un filtrage spatial drastique des faisceaux issus de chaque télescope est nécessaire.

Notre proposition pour résoudre ces problèmes consiste à transposer le signal moyen infrarouge vers le proche infrarouge, où il n'est plus noyé dans le bruit thermique et où l'on dispose de composants optiques de grande maturité technologique. Cette transposition est réalisée par le processus non linéaire de somme de fréquences (SFG).

2. PRINCIPE DE ALOHA

Le principe général du projet ALOHA (Astronomical Light Optical Hybrid Analysis) est présenté figure 1a. Celui-ci se décompose en trois grandes parties : un étage moyen infrarouge, un étage de conversion et un étage proche infrarouge. L'étage moyen infrarouge est constitué du télescope en lui-même ainsi que de quelques miroirs de renvoi. Cette partie a pour rôle de capter la lumière en provenance de l'étoile et de l'amener à l'étage de conversion.

La conversion est l'étape la plus critique du processus. Il s'agit de superposer au sein d'un cristal non linéaire le signal moyen infrarouge très faible flux avec un signal dit « de pompe » d'une douzaine d'ordres de grandeur plus intense. L'utilisation de guides d'onde en tant que milieux non linéaires permet



(a) Schéma de principe **(b) Schéma du prototype de laboratoire**

M : miroirs de renvoi (or); **BS** : séparatrice de coefficient de partage de 50/50 à 3,39 μm ; **L1** : objectif de focalisation adapté à la longueur d'onde 3,39 μm ; **P** : parabole pour collimater le signal converti à la sortie du cristal et focaliser l'onde de pompe (pour l'injection); **D** : miroir dichroïque pour séparer pompe et signal converti; **L2** : objectif de focalisation pour l'injection du signal converti dans la fibre PM-800; **L3** : objectif de focalisation pour collimater l'onde de pompe.

FIGURE 1: Le projet ALOHA

d'allonger la zone d'interaction entre le signal MIR et le signal pompe et ainsi obtenir, en théorie, de bons rendements de conversion avec une puissance de pompe limitée. Maîtriser la puissance de pompe est indispensable, car si la somme de fréquences est un processus intrinsèquement sans bruit, d'autres effets non linéaires peuvent induire des signaux parasites additionnels.

Les signaux « convertis » issus de chaque télescope sont filtrés spectralement pour éliminer l'onde de pompe résiduelle, puis recombinaison à l'aide d'un coupleur fibré. Pour obtenir des franges d'interférence de haut contraste, il est nécessaire que les bras de l'interféromètre soient quasi identiques. Cela implique la maîtrise de la réponse spectrale de chaque composant non linéaire. Enfin, l'utilisation d'optique fibrée unimodale à maintien de polarisation pour le transport cohérent permet de maîtriser la structure modale, l'état de polarisation et le chemin optique de chaque bras de l'interféromètre.

3. PREMIER RÉSULTAT EN LABORATOIRE À 3,39 μm

Pour mettre en évidence le potentiel d'ALOHA à 3,39 μm , un premier prototype a été réalisé en laboratoire. Le schéma expérimental de ce banc est présenté figure 1b. La source astronomique est ici simulée par un laser HeNe continu émettant à 3,39 μm . Une lame séparatrice partage le flux entre les deux bras de l'interféromètre. Un ensemble de miroirs et d'objectifs permet d'injecter le signal MIR dans les composants non linéaires. Il s'agit de guides d'onde de niobate de lithium périodiquement polarisés réalisés par diffusion titane (Ti:PPLN) de 92 mm de long. Ces composants permettent de convertir une bande spectrale d'environ 3 nm autour de 3,39 μm .

Dans chaque bras de l'interféromètre, la conversion de fréquence est réalisée en superposant au signal MIR, un champ provenant d'une même source laser, dite de pompe à 1064 nm. Celui-ci est injecté en sens inverse dans le PPLN avant d'être réfléchi par un miroir dichroïque déposé sur la surface d'entrée du PPLN (figure 2a). Les faisceaux pompe et signal alors copropagatifs génèrent un signal converti à 810 nm. Ce banc a permis de réaliser des franges d'interférence de haut contraste (supérieur à 95 % [2]) avec seulement 100 fW de signal à 3,39 μm à l'entrée de chaque bras de l'interféromètre et une puissance de pompe de 100 mW injectée dans chaque PPLN. La principale limitation de ce prototype provient du faible rendement de conversion (10^{-5}).

Ce rendement est directement lié au recouvrement des modes à 810 nm, 1064 nm et 3,39 μm qui sont très différents pour les composants non linéaires Ti:PPLN utilisés[3]. De plus, cette technologie est très sujette aux effets photoréfractifs, ce qui oblige à travailler à des températures de plus de 100 °C.

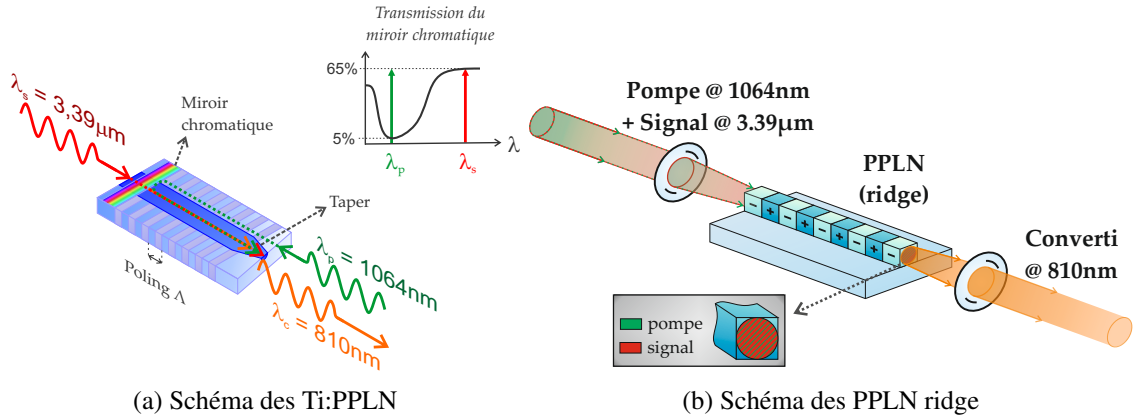


FIGURE 2: Comparatif des deux technologies de guidage utilisées

4. ÉVOLUTIONS ET PERSPECTIVES

Pour pallier ces problèmes, notre choix de composants PPLN s'est porté sur la technologie ridge proposée par FEMTO-ST et son centre de développement technologique FEMTO-Engineering [4] (figure 2b). Au lieu de doper localement le PPLN pour en changer l'indice, le guide est taillé mécaniquement. Le saut d'indice entre le ridge ($n_{LN} \approx 2.2$) et l'air ($n_{air} = 1$) ainsi généré permet un guidage fort des trois longueurs d'onde impliquées. Les signaux MIR et pompe possèdent alors des diamètres de mode de propagation très proches (environ $6,2 \mu\text{m}$) pour un guide carré de $8 \mu\text{m}$ de coté, ce qui permet d'envisager un meilleur recouvrement des champs. Les premiers essais avec un composant de 20 mm de long montrent une amélioration d'environ deux ordres de grandeur du rendement de conversion sur une bande d'environ 12 nm autour de $3,39 \mu\text{m}$.

L'élaboration d'un nouvel interféromètre nous permettra d'étudier le degré de ressemblance des nouveaux cristaux en utilisant une source thermique large bande. Enfin, en parallèle des essais en laboratoire, une campagne de tests sur l'un des télescopes de C2PU (Observatoire de la Côte d'Azur) est prévue. Ces mesures nous permettront de déterminer la sensibilité limite de notre instrument sur des cibles astronomiques et de la comparer à celle obtenue avec les méthodes de détection classique.

REMERCIEMENTS

Ce travail est supporté par le Centre National d'Études Spatiales, Thales Alenia Space et l'Institut National des Sciences de l'Univers du CNRS.

RÉFÉRENCES

- [1] B. Lopez, S. Lagarde, W. Jaffé, R. Petrov, M. Schöller, P. Antonelli, U. Beckmann, P. Berio, F. Bettonvil, A. Glindemann, and others, "An Overview of the MATISSE Instrument—Science, Concept and Current Status," *The Messenger*, vol. 157, pp. 5–12, 2014. [Online]. Available : <https://www.eso.org/sci/publications/messenger/archive/no.157-sep14/messenger-no157-5-12.pdf>
- [2] L. Szemendera, P. Darré, R. Baudoin, L. Grossard, L. Delage, H. Herrmann, C. Silberhorn, and F. Reynaud, "In-lab ALOHA mid-infrared up-conversion interferometer with high fringe contrast @ $\lambda = 3.39 \mu\text{m}$," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 457, no. 3, pp. 3115–3118, Apr. 2016. [Online]. Available : <http://mnras.oxfordjournals.org/lookup/doi/10.1093/mnras/stw196>
- [3] S. Kurimura, Y. Kato, M. Maruyama, Y. Usui, and H. Nakajima, "Quasi-phase-matched adhered ridge waveguide in LiNbO₃," *Applied Physics Letters*, vol. 89, no. 19, p. 191123, Nov. 2006. [Online]. Available : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.2387940>
- [4] M. Chauvet, F. Henrot, F. Bassignot, F. Devaux, L. Gauthier-Manuel, Vincent Pêcheur, H. Maillotte, and B. Dahmani, "High efficiency frequency doubling in fully diced LiNbO₃ ridge waveguides on silicon," *Journal of Optics*, vol. 18, no. 8, p. 085503, 2016. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/2040-8986/18/i=8/a=085503>

AMELIORATION DU TAUX D'EXTINCTION D'UNE IMPULSION PAR MODULATION DE PHASE ET COMPRESSION SPECTRALE

Frédéric Audo et Christophe Finot

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

Frederic.audo@u-bourgogne.fr

RESUME

Nous introduisons et démontrons expérimentalement une nouvelle approche pour améliorer le taux d'extinction d'une impulsion affectée par un fond continu cohérent. Cette méthode repose sur une modulation temporelle par une phase sinusoïdale suivie d'une étape de recompression spectrale non-linéaire.

MOTS-CLEFS : *traitement du signal, compression spectrale, propagation non-linéaire*

1. INTRODUCTION

L'une des solutions les plus efficaces pour générer des impulsions optiques, de quelques dizaines à quelques centaines de picoseconde, est de recourir à la modulation d'intensité d'une onde continue. Néanmoins, une limite à garder à l'esprit est le taux d'extinction fini pouvant être réalisé, généralement de l'ordre de la vingtaine de dB. En conséquence, dans le cas d'un signal avec un faible rapport cyclique, l'énergie totale contenue dans le fond continu résiduel ne peut plus être négligée et représente un handicap pour l'utilisation du signal impulsif en limitant l'efficacité des étapes d'amplification ou bien en conduisant à des interférences temporelles.

Pour surmonter ce problème et améliorer le taux d'extinction de plusieurs dB, des solutions tout-optiques reposant sur la non-linéarité Kerr dans les fibres ont été proposées, comme le miroir optique à boucle non-linéaire [1], ou le régénérateur de Mamyshev [2]. Nous introduisons et validons une nouvelle méthode simple pour agir sur le taux d'extinction : l'impulsion est tout d'abord modulée temporellement en phase avec un signal sinusoïdal, puis subit une compression spectrale. Un filtrage optique passe bande adapté élimine enfin l'énergie contenue dans le fond continu résiduel. Nous expliquons le principe et nous montrons expérimentalement une amélioration de 20 dB du taux d'extinction.

2. PRINCIPE DE L'AMELIORATION DU TAUX D'EXTINCTION

Pour illustrer notre approche, considérons une impulsion gaussienne, avec un profil temporel $u(t)$, une puissance crête de $P_0 = 1$ W et une largeur à mi-hauteur de 120 ps. Le signal possède un fond cohérent continu avec un taux d'extinction de 20 dB. D'après, les caractéristiques expérimentales choisies ci-après, le taux de répétition de l'impulsion est fixé à 78.13 MHz. La Fig. 1 illustre notre approche : le profil temporel initial présente un plancher de 20 dB sous le maximum (Fig. 1(a2)) et l'énergie de ce fond continu forme un pic central dans le spectre de l'impulsion (Fig. 1(c1)). La modulation de phase imposée à l'impulsion est de la forme : $\varphi(t) = -A \cdot \cos(\omega_{mod} \cdot t)$, avec A son amplitude et $\omega_{mod} = 2\pi \cdot \nu_{mod}$ sa pulsation. La modulation temporelle de phase sinusoïdale permet de créer des répliques du spectre initial régulièrement espacées de la fréquence modulation. L'amplitude de la réplique à la fréquence $n \nu_{mod}$ est donnée par une fonction de Bessel de première espèce $J_n(A)$. Nous choisissons la valeur $A = 2,405$ afin d'éliminer l'énergie présente à la fréquence centrale : l'énergie du signal à améliorer se répartit alors sur l'ensemble des répliques spectrales comme nous le constatons sur la Fig. 1(c1).

La deuxième étape s'appuie sur le processus de recompression spectrale non-linéaire [3]. En profitant de la non-linéarité Kerr, il est en effet possible de reconcentrer l'énergie de l'impulsion

vers les fréquences centrales. Ce processus dépendant intrinsèquement de la puissance initiale de l'impulsion [4], il va nous permettre de faire la distinction entre le fond résiduel de faible puissance et l'impulsion de forte puissance crête. Ainsi, seule l'énergie de la partie impulsionnelle sera redistribuée vers les fréquences centrales alors que l'énergie du fond continu cohérent restera contenue dans les différentes répliques spectrales. Nous profitons, dans le processus de recompression spectrale, de la modulation initiale de type sinusoïdale dont l'efficacité a été récemment démontrée [5]. Pour combiner les bénéfices de la modulation sinusoïdale avec le processus de compression spectrale, il est indispensable que la fréquence ω_{mod} soit judicieusement choisie de manière à annuler au final le chirp temporel au centre de l'impulsion (Fig. 1(b), dans notre cas $\nu_{mod} = 4,7$ GHz). La puissance injectée dans le milieu non-linéaire, i.e. une fibre hautement non-linéaire dans notre cas, permettra d'optimiser la recompression (Fig. 1(c2)).

La dernière étape repose sur un filtrage optique passe-bande (largeur 9,4 GHz, Fig. 1(c2)) qui isole l'énergie au centre inhérent à l'impulsion de départ et rejette l'énergie liée au fond cohérent. Le profil temporel obtenu (Fig. 1(a1) et Fig. 1(a2)) montre que la largeur a peu changé, mais que le niveau du fond a drastiquement diminué, améliorant ainsi le taux d'extinction.

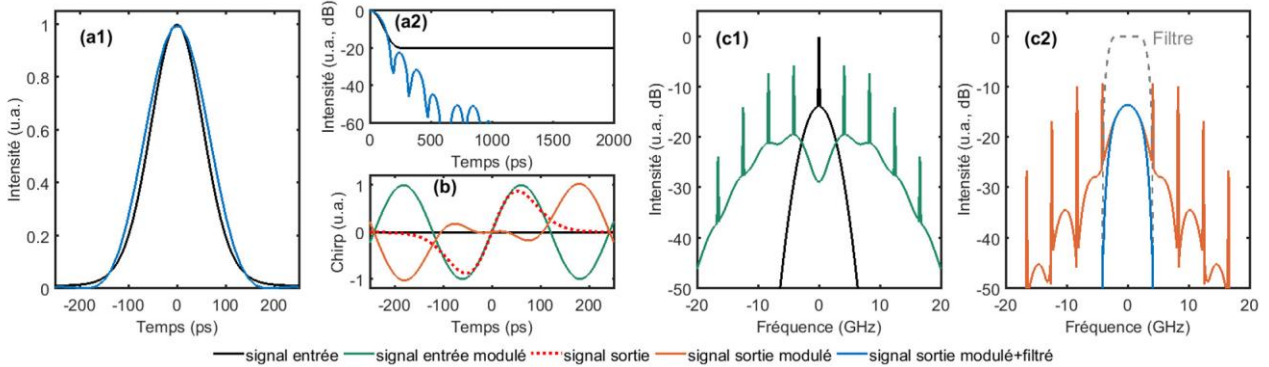


Fig. 1 : Profil temporel de l'impulsion en (a1) échelle linéaire et (a2) logarithmique, (b) chirp temporel, et (c1) à (c2) les spectres optiques. Les propriétés sont représentées à différentes étapes : en entrée de la fibre optique, puis en entrée de la fibre avec la modulation de phase, en sortie de la fibre avec compression, et après filtrage.

3. ETUDE EXPERIMENTALE

La Fig. 2 présente le dispositif expérimental mis en œuvre. Le laser continu émet à 1550 nm, puis l'onde est modulée en intensité avec un modulateur en LiNbO₃, possédant une bande passante de 20 GHz. Un générateur de données associé à un générateur de fréquence (horloge), délivrant une fréquence de 10 GHz, crée une impulsion qui, après être filtrée par un passe-bas de fréquence 5,4 GHz, permet d'obtenir la forme attendue. Une séquence de 128 bits est choisie, avec 1 bit de 1 suivi de 127 bits de 0, réduisant le taux de répétition à 78,13 MHz. L'impulsion optique obtenue a une largeur à mi-hauteur de 123 ps.

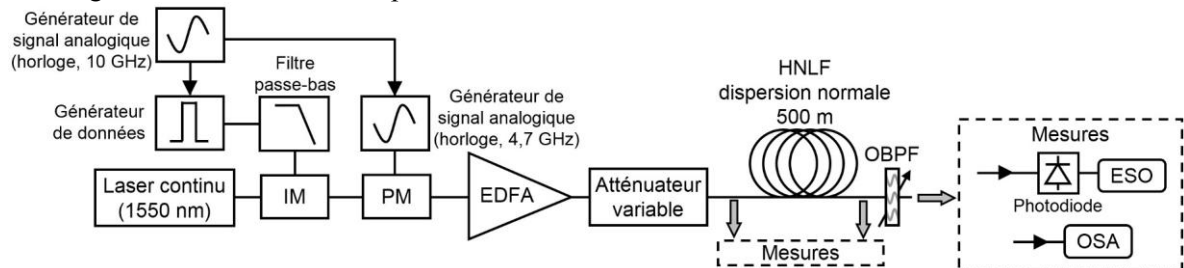


Fig. 2 : Dispositif expérimental pour l'amélioration du taux d'extinction d'une impulsion par modulation de phase sinusoïdale, compression spectrale et filtrage optique (IM : modulation d'intensité ; PM : modulation de phase ; EDFA : amplificateur ; OBPF : filtre optique passe-bande ; ESO : oscilloscope à échantillonnage électrique ; OSA : analyseur de spectre optique).

Le signal est ensuite modulé en phase : un second générateur, synchronisé avec le premier, délivre le signal sinusoïdal à la fréquence de 4,7 GHz, à un modulateur externe fibré en LiNbO₃. Le signal est ensuite amplifié avec un amplificateur de type EDFA. Un atténuateur variable est installé entre l'amplificateur et la fibre optique pour ajuster la puissance en entrée, sans modifier l'impulsion créée auparavant. La fibre optique non-linéaire est longue de 500 m avec une non-linéarité de 10 W⁻¹.km⁻¹. L'atténuation ou la dispersion n'ont pas d'impact significatif sur la dynamique. Un filtre optique passe-bande est connecté en sortie de la fibre et est ajusté autour de la fréquence optique du spectre. 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).

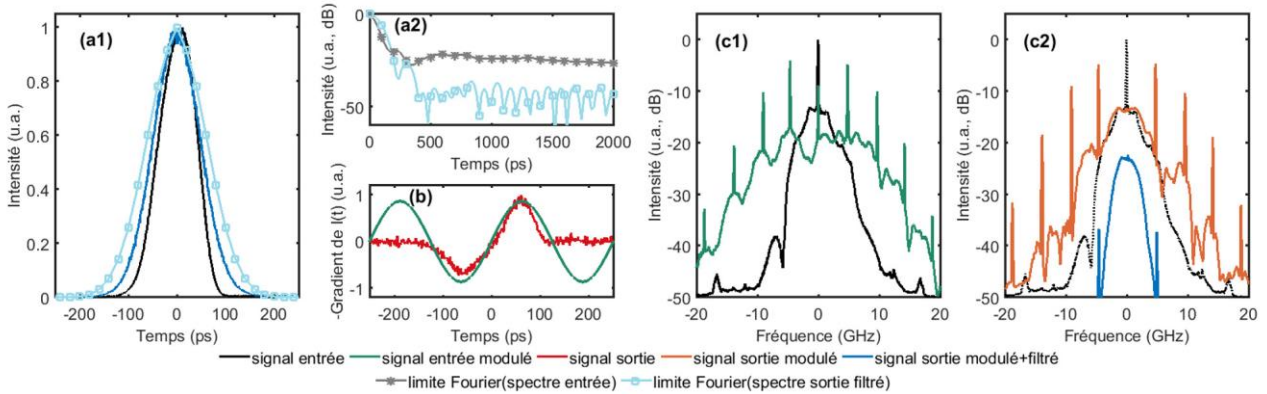


Fig. 3 : Profil temporel de l'impulsion en (a1) échelle linéaire et (a2) logarithmique, et (c1) à (c2) les spectres optiques de l'impulsion en échelle logarithmique à différentes étapes du processus. (b) Le gradient de l'intensité temporelle comparé avec le chirp sinusoïdal imposé par la modulation de phase.

La Fig. 3 présente nos résultats. À partir de l'analyse du spectre optique, nous avons pu estimer un taux d'extinction initial proche de 23 dB, cohérent avec la documentation technique du modulateur. La modulation de phase appliquée est proche du gradient de l'intensité de l'impulsion en sortie sans compression (Fig. 3(b)). Le spectre du signal après modulation (Fig. 3(c1)) confirme le transfert efficace de l'énergie vers différentes répliques régulièrement espacées. Après propagation non-linéaire, le spectre autour du centre (Fig. 3(c2)) est similaire à celui de la partie impulsionnelle en entrée, mais sans le pic cohérent lié au fond continu. Après filtrage (Fig. 3(c2)), l'énergie concentrée sur la fréquence de modulation et les répliques est quasiment éliminée et seule demeure l'énergie liée à la partie impulsionnelle. Le profil temporel montre que l'impulsion, qui était asymétrique en entrée, est désormais symétrique (Fig. 3(a1)). La transformée de Fourier inverse du spectre est similaire au profil mesuré (Fig. 3(a1)), et le taux d'extinction a été amélioré d'environ 20 dB (Fig. 3(a2)).

Ces résultats démontrent que l'association astucieuse de la modulation de phase sinusoïdale, de la recompression spectrale par effet Kerr et d'un filtrage optique améliore le taux d'extinction d'un train d'impulsions.

REFERENCES

- [1] N. J. Doran and David Wood, "Nonlinear-optical loop mirror," *Opt. Lett.* 13, pp. 56–58, 1988.
- [2] P. V. Mamyshev, "All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect," in *ECOC*, pp. 475–476, 1998.
- [3] C. Finot and S. Boscolo, "Design rules for nonlinear spectral compression in optical fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* 33, pp. 760–767, 2016.
- [4] S. Boscolo, J. Fatome, C. Finot, "Impact of amplitude jitter and signal-to-noise ratio on the nonlinear spectral compression in optical fibres," *Opt. Commun.* 389, pp. 197–202, 2017.
- [5] S. Boscolo, L. K. Mouradian, and C. Finot, "Enhanced nonlinear spectral compression in fiber by external sinusoidal phase modulation," *J. Opt.* 18, 105504, 2016.