

Création d'un peigne de fréquences de longueur d'onde centrale accordable à partir d'ondes continues

Benoit Barviau, Christophe Finot, Julien Fatome et Guy Millot

Institut Carnot de Bourgogne, UMR 5209 CNRS-Université de Bourgogne, 9 Av. A. Savary, BP 47 870, F-21078 DIJON Cedex, FRANCE

benoit.barviau@u-bourgogne.fr

Résumé. Nous étudions numériquement et expérimentalement une méthode de création d'un peigne de fréquences de longueur d'onde centrale accordable. La compression d'un battement sinusoïdal ou l'instabilité modulationnelle induite vont permettre de créer un spectre de raies à partir de deux ondes continues. Ensuite lorsque l'onde poursuit sa propagation dans la même fibre hautement non linéaire, la fréquence centrale du spectre va se décaler grâce à l'effet Raman intrapulse.

Abstract. We numerically and experimentally study a method for the creation of a frequency comb spectrum with tunable central wavelength. Compression of a sinusoidal beat signal or induced modulation instability will generate a frequency comb from two continuous waves. During its further propagation in the highly non-linear fiber, the spectrum will shift its central frequency due to the intrapulse Raman self frequency shift effect.

Introduction

La grande diversité des lasers commerciaux rend possible des émissions sur une large plage spectrale. Toutefois les rayonnements sont le plus souvent de fréquences fixes et peu de lasers sont accordables. Nous pouvons néanmoins y recenser les diodes lasers ainsi que les oscillateurs paramétriques. Des procédés fibrés existent également et sont basés sur le transfert d'énergie, le plus courant étant l'effet Raman cascadié. L'inconvénient majeur de cette méthode est que l'écart en fréquence entre les harmoniques est fixé à 13.2 THz dans le cas des fibres en silice. L'effet Raman intrapulse dans le cas de rayonnements impulsionnels permet de s'affranchir en partie de cet inconvénient. En effet, dans ce cas, le décalage en fréquence s'effectue au sein même du spectre de l'impulsion, des hautes vers les basses fréquences, d'harmonique en harmonique. Comme la précision de l'accordabilité dépend de l'écart en fréquence entre les harmoniques du spectre de l'impulsion, ceci implique une meilleure discrétisation fréquentielle.

Notre dispositif expérimental utilise deux sources continues, faciles d'accès et répandues. Afin de tirer profit de l'effet Raman intrapulse, nous avons transformé deux rayonnements continus en un train d'impulsions par deux méthodes, d'une part par instabilité modulationnelle induite (IMI) et d'autre part par compression d'un battement sinusoïdal (CBS). La génération d'impulsions ainsi que le décalage seront effectués au sein d'une même fibre optique ce qui présente un avantage certain en termes de compacité et de stabilité.

Brièvement nous rappellerons la théorie associée aux techniques de compression et au décalage Raman intrapulse. Ensuite une étude numérique guidera la compréhension des effets à prendre en compte afin d'aborder au mieux la réalisation expérimentale et la discussion qui termineront cet article.

1 Théories de la compression et du décalage Raman intrapulse

1.1 Obtention d'impulsions à partir de rayonnements continus

Une impulsion optique courte se caractérise par un spectre large. Partant de deux ondes continues, avec une grande finesse spectrale, nous pouvons créer de nouvelles fréquences par effet de mélange à quatre ondes. Ce phénomène est dû à la non linéarité Kerr du matériau qui effectue un couplage entre les

ondes. Schématiquement, l'injection de deux ondes à des fréquences ω_1 et ω_2 va créer des composantes aux fréquences $2\omega_1 - \omega_2$ et $2\omega_2 - \omega_1$ ayant des intensités moindres. De même ces composantes interagissent avec les précédentes pour donner un spectre large composé de multiple fréquences espacées chacune de la différence $\omega_2 - \omega_1$.

Les deux méthodes de génération du train d'impulsions reposent sur cet effet, dans le cas de la compression de battement sinusoïdal, nous injectons deux ondes de même intensité, qui vont subir le mélange à quatre ondes [1]. Dans le cas de l'instabilité modulationnelle induite, une des deux ondes possède la majeure partie de l'énergie. Lors de la propagation d'une onde continue dans une fibre optique en régime de dispersion anormale, l'effet combiné de la dispersion et de la non linéarité Kerr va créer deux bandes de gain d'instabilité modulationnelle de part et d'autre de la longueur d'onde optique injectée. Nous pouvons accélérer le transfert d'énergie en induisant l'instabilité modulationnelle grâce à un second champ de faible intensité à la longueur d'onde voisine du maximum de la courbe de gain. Ainsi la croissance de cette longueur d'onde est privilégiée. Ceci est la première étape du déroulement de l'instabilité modulationnelle, à la suite de laquelle le mélange à quatre ondes transforme l'onde pompe et l'onde induite amplifiée en un train d'impulsions [2].

Les figures 1a. et b. représentent les évolutions temporelles du champ lors des premiers mètres de propagation (simulations numériques dont les détails sont évoqués partie 1.3) . Nous constatons que dans les deux méthodes le phénomène est périodique.

Les deux méthodes de génération d'impulsions fonctionnent sur un schéma de création de fréquences par mélange à quatre ondes. Toutefois les simulations numériques ainsi que les résultats expérimentaux montrent quelques différences, notamment vis à vis du comportement solitonique de l'impulsion.

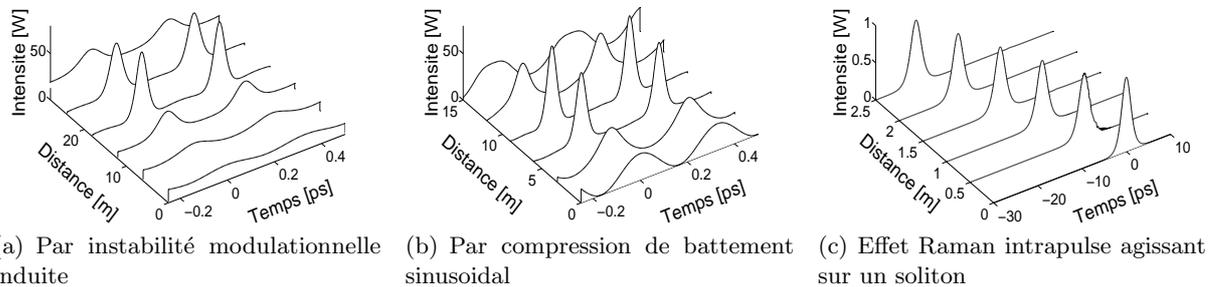


Fig.1. (a) et (b) Obtention d'un train d'impulsions après propagation dans une fibre hautement non linéaire et (c) effet Raman intrapulse sur une impulsion soliton.

1.2 Décalage en fréquence par effet Raman intrapulse

L'effet Raman intrapulse a été observé pour la première fois en 1986 [3] [4]. Comme son nom l'indique c'est un phénomène qui se produit au sein d'une impulsion. Il est la conséquence de la réponse Raman non instantanée du matériau. Dans l'espace des fréquences, cela correspond à un glissement en fréquence de l'impulsion (Fig. 1c.). En effet, les hautes harmoniques de l'impulsion vont transférer de manière continue leur énergie aux basses fréquences de cette même impulsion.

La génération de trains d'impulsions courtes par Instabilité Modulationnelle et effet Raman intrapulse dans les fibres optiques fût proposée pour la première fois par Mamyshev [5]. En se basant sur les travaux antérieurs [2] qui produisaient théoriquement et expérimentalement des impulsions ultrabrèves par effet d'instabilité modulationnelle induite présentant néanmoins des piédestaux, Mamyshev eut l'idée d'exploiter l'effet Raman intrapulse afin de filtrer les piédestaux.

1.3 Outils numériques

L'analyse numérique de la propagation des rayonnements continus permet de mieux distinguer les phases de formation et de translation du spectre optique, ceci nous permet notamment d'anticiper les différences et les limites de nos mesures expérimentales.

La propagation d'une onde complexe $A(z, t)$ dans la fibre optique est modélisée par l'équation de Schrödinger généralisée, incluant le terme dispersif d'ordre 2 (β_2), la non linéarité kerr (γ) ainsi que la réponse Raman ($R(t)$) afin de prendre en compte les effets énoncés précédemment. Nous allons d'ores et déjà ajouter le terme de dispersion d'ordre 3, choisi nul dans un premier temps, mais qui nous permettra de compléter l'étude par la suite

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = -\frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A(z, t)}{\partial t^3} + i\gamma \left((1 - f_R) |A(z, t)|^2 + f_R \int_{-\infty}^{+\infty} R(t') |A(z, t - t')|^2 dt' \right) A(z, t) \quad (1)$$

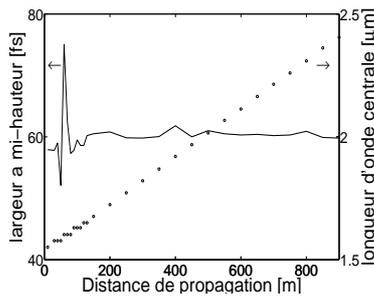
La méthode utilisée pour intégrer l'équation est la méthode de Fourier à pas divisés [6].

2 Analyse numérique

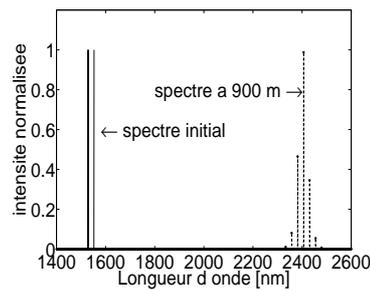
2.1 Cas de la dispersion d'ordre deux et de l'effet Raman Intrapulse

Une étude numérique pour différentes puissances et écarts en fréquence a été menée. Les spectres et les évolutions temporelles sont recueillis pour diverses distances de propagation.

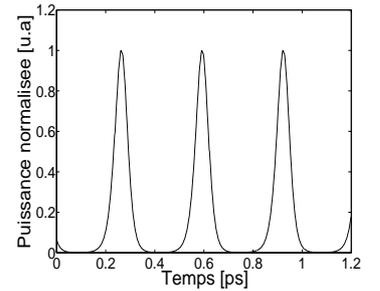
L'exploitation des données obtenues permet de conclure que pour un écart en fréquence initial donné, seule une faible gamme de puissances convient. En effet, pour des paramètres convenablement choisis, le train d'impulsions se forme rapidement et la longueur d'onde centrale du spectre subit un décalage important, en conservant un bon rapport signal sur bruit. La figure 2a. illustre l'évolution de la largeur temporelle des impulsions créées par compression d'un battement sinusoïdal et décalées par effet Raman intrapulse. Lors des premiers mètres de propagation, les impulsions se compriment et s'étalent avant de tendre vers une largeur fixe. Nous constatons que la longueur d'onde centrale du spectre augmente, même durant les premiers mètres de formation des impulsions. Ensuite le décalage s'effectue de manière linéaire. La figure 2b. présente sur une échelle logarithmique les spectres initiaux et finaux. Le spectre final présente un très bon rapport signal sur bruit. Temporellement, cela génère des impulsions sans piédestaux, semblables à celles reportées figure 2c.



(a) Largeur temporelle (—) et longueur d'onde centrale (o) en fonction de la propagation



(b) Spectre initial et après 900m de fibre HNLF



(c) Train d'impulsions final

Fig.2. Simulations numériques de l'équation de Schrödinger non linéaire incluant la dispersion d'ordre 2 et l'effet Raman.

A écart en fréquence entre les deux ondes initiales fixe, lorsque la puissance est trop faible, l'alternance de compressions et de décompressions se produit de multiples fois et l'impulsion ne se forme définitivement

qu'après une distance importante, ce qui limite le décalage spectral. Dans le cas opposé où la puissance est trop importante, le bruit va être fortement amplifié, diminuant la qualité des impulsions et de leur spectre en terme de rapport signal sur bruit.

Il est intéressant de remarquer que pour un écart en fréquence et une puissance totale initiale identique, le décalage d'un train obtenu par l'IMI ou la CBS génère des spectres identiques à grande distance. Toutefois, l'étape initiale de formation du train d'impulsions varie. En effet, dans le cas de la compression d'un battement, les impulsions créées sont de formes gaussiennes, alors que l'IMI génère des solitons. Dans le premier cas, les impulsions gaussiennes se forment très rapidement [1]. Une modification de la forme temporelle ainsi qu'une réorganisation des phases va ensuite s'effectuer afin d'obtenir des impulsions solitoniques. Dans la suite de la propagation, nous observons spectralement un décalage progressif vers les hautes longueurs d'onde, temporellement, ce décalage agit comme un filtre pour les pedestaux résiduels de la formation des impulsions.

2.2 Ajout du bruit et/ou de la dispersion d'ordre 3

Afin de se rapprocher au mieux des conditions expérimentales, il est nécessaire de prendre en compte les effets du bruit dû notamment à l'amplificateur Erbium ainsi que les effets de la dispersion d'ordre trois car la gamme de fréquences étudiée est très étendue.

Tout d'abord, les simulations montrent que l'ajout d'un bruit blanc diminue fortement le rapport signal sur bruit, ce qui va également limiter la distance de propagation comme nous pouvons le déduire de la figure 3a. Toutefois l'ajout de bruit n'influe pas sur le décalage spectral, comme le montre la figure 3b.

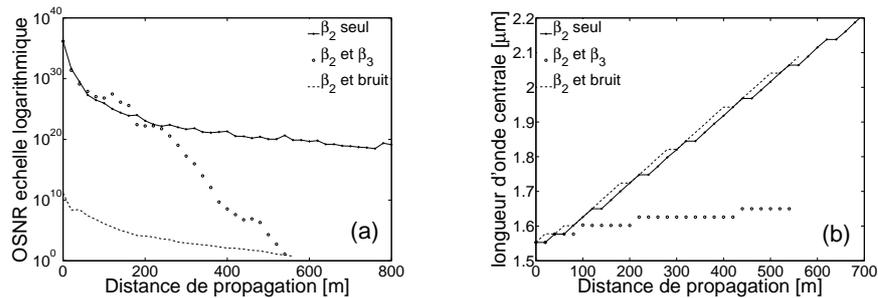


Fig.3. Rapport signal sur bruit (a) et longueur d'onde centrale du spectre (b) par l'instabilité modulationnelle induite et effet Raman intrapulse.

En ce qui concerne l'ajout du terme de dispersion d'ordre 3 dans l'équation de Schrödinger, la première constatation est une dissymétrisation du spectre et une augmentation du chirp des impulsions. De plus, la prise en compte de ce terme limite fortement le décalage spectral (figure 3a.). En contrepartie, il a également pour influence de diminuer l'amplification du bruit au début de la propagation, jusqu'à environ 200 m, comme le montre la figure 3a. Brutalement le bruit augmente et le signal devient rapidement inexploitable.

En conclusion, l'ajout des paramètres de bruit et de dispersion d'ordre 3 montre les limitations de la méthode en terme de décalage et de rapport signal sur bruit. L'ajout du terme de dispersion d'ordre 3 a un impact très significatif sur le décalage. Les résultats expérimentaux que nous présentons maintenant sont en accord avec ces conclusions.

3 Résultats expérimentaux

Ce qui distingue et limite les dispositifs expérimentaux mettant en oeuvre l'IMI et la CBS est le matériel disponible. En effet, afin de trouver les meilleurs paramètres, nous faisons varier la puissance

injectée dans la fibre ainsi que l'écart en fréquence entre les deux ondes continues initiales. L'amplificateur Erbium utilisé dans le cas de la CBS va limiter la puissance initiale.

3.1 Compression de battement sinusoidal

Afin de réaliser la compression d'un battement sinusoidal, deux rayonnements issus de diodes sont injectées dans la fibre. Ces diodes émettent au voisinage de 1550 nm et sont de faibles puissances (10 mW maximum), il est donc nécessaire d'amplifier le signal. Pour cela, un modulateur acousto optique et un amplificateur Erbium découpe et amplifie le signal avant son injection dans la fibre HNLF. Les créneaux issus du modulateur sont de durées assez longues par rapport aux durées des impulsions finales afin de les assimiler à un rayonnement continu. Préalablement un modulateur de phase élargi les spectres des deux diodes afin de s'affranchir de l'effet Brillouin. Le dispositif expérimental présenté figure 4b. pour des longueurs d'ondes injectées de 1552.2 nm et 1560 nm et une valeur crête des créneaux de 7 W, après 900 m de propagation conduit au spectre présenté sur la figure 4.

Après filtrage de la composante la plus intense du spectre de sortie, un rayonnement continu de longueur d'onde 1691 nm est obtenu.

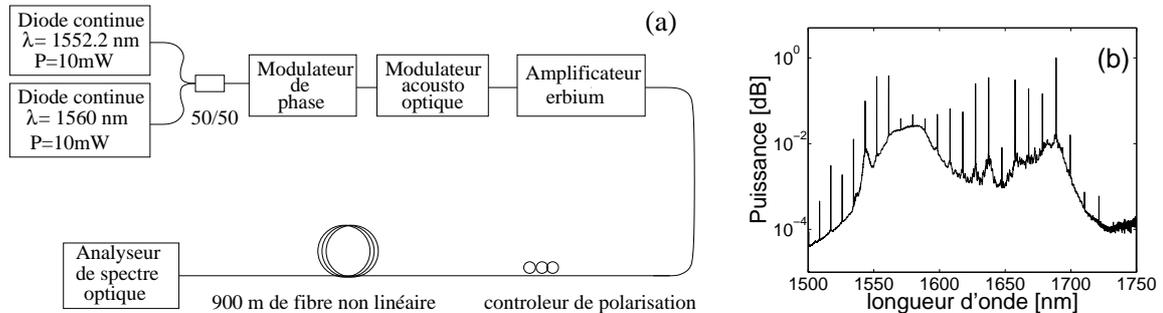


Fig.4. Dispositif (a) et résultat expérimental (b) du montage utilisant la compression de battement sinusoidal

3.2 Instabilité modulationnelle induite

Afin de générer un train d'impulsions au sein de notre fibre, un laser délivrant des impulsions de l'ordre de la dizaine de nanosecondes et de forte puissance crête est injecté, le rayonnement permettant d'induire l'instabilité est issu d'une diode laser de faible puissance, qui cette fois ne nécessite pas d'être amplifiée.

Un des résultats obtenus par cette méthode est reporté en figure 5b. L'écart en fréquence initial est plus important que dans le cas des expériences par battement (de l'ordre de 3 THz au lieu de 1 THz). Nous observons une répartition énergétique plus homogène que dans le cas du battement. Un filtre accordable adapté permettrait donc une accordabilité jusqu'à 1720 nm.

4 Conclusions

Nous avons montré par simulations numériques et par deux montages expérimentaux qu'il est possible d'obtenir un peigne de fréquences de longueur d'onde centrale accordable, avec pour rayonnement initial deux ondes continues. La compression d'un battement sinusoidal ou l'instabilité modulationnelle induite transforment les rayonnements initiaux en un train d'impulsions dont la longueur d'onde centrale est décalée par effet Raman intrapulse dans la suite de la propagation. De plus, ces phénomènes ont lieu au sein d'une même fibre hautement non linéaire, sans changement de milieu de propagation et donc

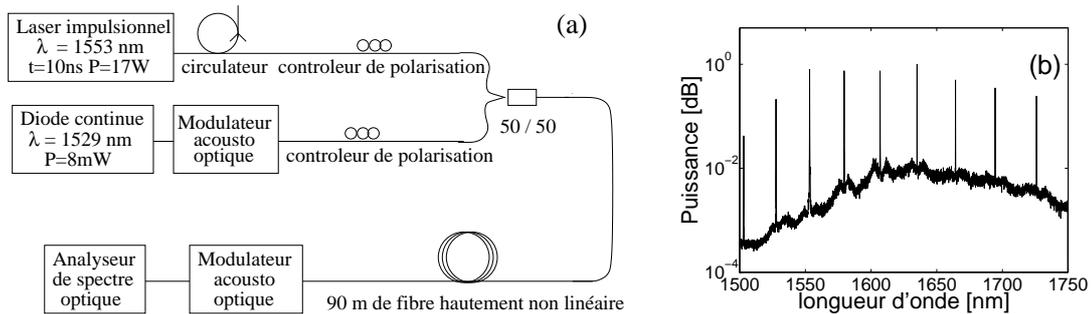


Fig.5. Dispositif (a) et résultat expérimental (b) du montage utilisant l'instabilité modulationnelle induite

de pertes. Ces techniques offrent une nouvelle possibilité pour obtenir des sources continues ou quasi continues accordables. En effet, grâce à un filtre adapté, nous pouvons sélectionner une composante spectrale et ainsi créer une source continue. Ces dispositifs présentent de plus l'avantage d'être réalisés avec du matériel courant dans les laboratoires d'optique, ce qui les rend reproductibles. La résolution numérique donne un bon accord qualitatif avec les résultats expérimentaux et permet de définir les domaines de paramètres de fonctionnement. Toutefois et afin d'obtenir un accord quantitatif, l'aspect vectoriel de la propagation et les transferts d'énergie entre les axes optiques pourraient être envisagés. De même l'addition des termes supérieurs de dispersion à l'équation de Schrödinger permettraient d'affiner encore l'étude.

Pour conclure, cette étude a donc abouti à des décalages expérimentaux atteignant une centaine de nanomètres avec une cinquantaine d'harmoniques entre les pompes et la longueur d'onde décalée.

Références

1. J. FATOME ET AL., 20-GHz-to-1-THz Repetition Rate Pulse Sources Based on Multiple Four-Wave Mixing in Optical Fibers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **42** (10), 1038-1046 (2006).
2. A. HASEGAWA, Generation of a train of soliton pulses by induced modulational instability in optical fibers, *Optics Letters*, **9**(7), 288-290 (1984)
3. F. M. MITSCHKE & L. F. MOLLENAUER, Discovery of the soliton self-frequency shift, *Optics Letters*, **11** (10), 659-661 (1986).
4. J. P. GORDON, Theory of the soliton self-frequency shift, *Optics Letters*, **11** (10), 662-664 (1986).
5. P. V. MAMYSEV ET AL., Generation of a high-repetition-rate train of practically noninteracting solitons by using the induced modulational instability and Raman self-scattering effects, *Optics Letters*, **15** (23), 1365-1367 (1990).
6. G. P. AGRAWAL, Nonlinear Fiber Optics third edition, *Academic, Boston*, (2001)