



HAL
open science

Laser raman impulsionnel pour la mesure du méthane à 1645 nm

P. Benoit, G. Canat, N. Cézard, Arnaud Mussot, Alexandre Kudlinski

► **To cite this version:**

P. Benoit, G. Canat, N. Cézard, Arnaud Mussot, Alexandre Kudlinski. Laser raman impulsionnel pour la mesure du méthane à 1645 nm. 34ème Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2014), Oct 2014, NICE, France. hal-01086670

HAL Id: hal-01086670

<https://hal.science/hal-01086670>

Submitted on 24 Nov 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

LASER RAMAN IMPULSIONNEL POUR LA MESURE DU METHANE A 1645 NM

Philippe Benoit¹, Guillaume Canat¹, Nicolas Cézard¹,
Arnaud Musso² et Alexandre Kudlinski²

¹ Département d'Optique Théorique et Appliquée – Unité Sources Laser et Systèmes,
ONERA, chemin de la Hunière, 91761 PALAISEAU CEDEX, France

² IRCICA – Laboratoire PhLAM, Université Lille 1,
50 avenue Halley, 59658 VILLENEUVE D'ASCQ CEDEX

philippe.benoit@onera.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la version préliminaire d'un amplificateur Raman monofréquence fonctionnant à 1645 nm en régime impulsionnel. Il permet d'amplifier un laser monofréquence avec un gain de 34 dB jusqu'à 16 W crête. Cette source laser est destinée à un système lidar DIAL permettant la mesure de concentration en méthane.

MOTS-CLEFS : *amplification Raman ; diffusion Brillouin.*

1. INTRODUCTION

La mesure de concentration en méthane par lidar DIAL (Differential Absorption Lidar) peut être réalisée à l'aide d'une source laser impulsionnelle à 1645 nm monofréquence. Or cette longueur d'onde ne peut pas être amplifiée de manière efficace dans des fibres dopées aux terres rares : la bande de gain de l'Erbium s'étend de 1530 nm à 1620 nm. Nous proposons ici d'utiliser la diffusion Raman stimulée dans des fibres en silice afin d'amplifier un signal autour de 1645 nm. On rappelle que la diffusion Raman résulte de l'interaction d'une onde pompe puissance avec la matrice de silice composant les fibres optiques. Il en résulte l'amplification de photons situés côté Stokes de la pompe avec un décalage de 13.2 THz dans les fibres de silice et une bande de gain utile de 2 THz typiquement. Ces amplificateurs sont connus pour leur simplicité de mise en œuvre ainsi que pour leur efficacité [1], et c'est d'ailleurs grâce à ces qualités qu'un laser monofréquence générant 44 W continu à 1178 nm a été obtenu récemment, avec une efficacité optique record de 52 % [2]. L'amplificateur que nous avons mis au point fonctionne quant à lui en régime impulsionnel à 1645 nm, la présence de puissances crêtes élevées y entraîne la compétition entre diffusion Brillouin, Raman et effets Kerr.

2. CONSIDERATIONS THEORIQUES

Afin d'appréhender simplement le comportement de ces amplificateurs et d'évaluer les limitations imposées par la diffusion Brillouin stimulée, on suppose en première approximation que la pompe demeure constante au cours de la propagation. La puissance du signal amplifié au cours de la propagation dans la fibre s'exprime alors selon l'Eq. (1) :

$$P_R(z) = P_R(0) \exp\left(\frac{g_R P_P}{A_{eff}} z\right) = P_R(0) \exp(az) \quad (1)$$

où g_R est le gain Raman (10^{-13} m/W), P_P la puissance crête de la pompe, A_{eff} l'aire effective du mode optique, z la position dans la fibre. La longueur effective de l'amplification Raman peut s'exprimer selon l'Eq. (2) :

$$L_{eff} = \frac{1}{P_R(L)} \int_0^L P_R(z) dz \approx \frac{1}{a} \quad (2)$$

où L est la longueur totale de la fibre.

La condition pour atteindre le seuil Brillouin sur le signal s'exprime alors selon l'Eq. (3) :

$$\frac{g_B}{A_{eff}} P_R(L) L_{eff} \approx 21 \quad (3)$$

avec g_B le gain Brillouin ($2 \cdot 10^{-11}$ m/W).

On en déduit l'efficacité de conversion optique que l'on pourra obtenir selon l'Eq. (4) :

$$\eta \approx 21 \frac{g_R}{g_B} \quad (4)$$

Toute technique permettant de diminuer le gain Brillouin sans diminuer le gain Raman permettra ainsi d'augmenter directement l'efficacité. Avec les valeurs de g_B et g_R ci-dessus, on trouve $\eta \sim 10$ %. Afin de ne pas subir la diffusion Brillouin, la pompe doit être choisie avec une largeur spectrale grande devant la largeur spectrale du gain Brillouin de la fibre (typiquement 40 MHz).

La pompe va également subir un élargissement spectral par automodulation de phase dans la fibre hautement non linéaire (FHNL) [3]. Celui-ci s'exprime selon l'Eq. (5) :

$$\Delta \nu_P(z) = \Delta \nu_P(0) \times \frac{2\pi}{\lambda_P} \frac{n_2}{A_{eff}} P_P z = \Delta \nu_P(0) \times \gamma P_P z \quad (5)$$

où λ_P est longueur d'onde de la pompe (1545 nm), $\Delta \nu_P$ sa largeur spectrale et n_2 l'indice non linéaire dans la fibre ($2,57 \cdot 10^{-20}$ m²/W).

La largeur spectrale atteinte en bout de fibre ne doit pas dépasser la largeur du gain Raman (1,8 THz à -10 %).

3. MONTAGE EXPERIMENTAL

Le schéma de l'expérience est représenté sur la figure 1. La pompe est générée par une source impulsionnelle (100 ns de durée d'impulsion à une cadence de 20 kHz) large bande à 1545 nm. Elle est ensuite amplifiée par deux étages successifs à base d'amplificateurs dopés terres rares, la puissance crête peut alors atteindre 500 W. La pompe est ensuite injectée dans la FHNL à l'aide d'un multiplexeur (MUX2). Le signal continu à amplifier est injecté (MUX1) de façon contra-propagative à la pompe afin (i) d'éviter un élargissement spectral du signal par modulation de phase croisée [3] et (ii) de limiter un transfert de bruit d'intensité de la pompe sur le signal [1]. La FHNL utilisée est une fibre dopée Germanium de 50 m de long et de 3.3 μ m de diamètre de cœur ($\gamma = 6$ /W/km). La puissance du signal injecté à 1645 nm est de 6.5 mW continu. Afin de maximiser le gain Raman, les états de polarisation de la pompe et du signal sont alignées sur l'un des axes des fibres à maintien de polarisation qui composent le montage.

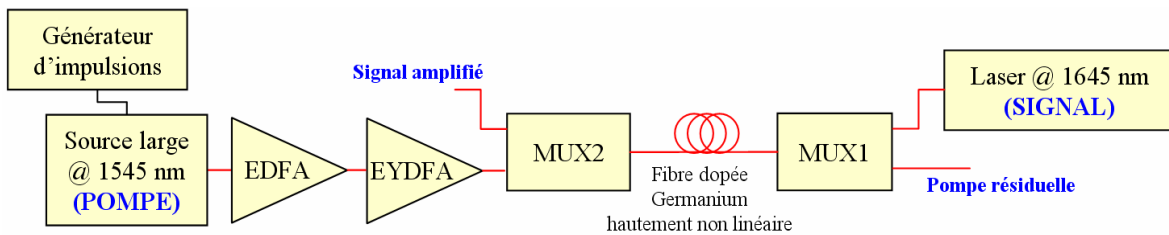


Fig. 1 : Schéma expérimental. EDFA: Amplificateur à fibre dopée à l'Erbium, EYDFA : Amplificateur à fibre dopée à l'Erbium-Ytterbium, MUX1 et 2 : multiplexeurs 1545 / 1645 nm.

4. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les résultats expérimentaux sont présentés dans les figures 2.a et 2.b. La figure 2.a montre le gain obtenu sur le signal à 1645 nm en fonction de la puissance crête de pompe injectée dans la FHNL. Le gain d'amplification maximal obtenu est de 34 dB, ce qui correspond à 16 W crête à 1645 nm. À notre connaissance, la plus haute puissance obtenue autour de 1645 nm est de 1.2 W continu [4]. Dans un premier temps l'architecture du deuxième étage d'amplification entraînait un

élargissement de la pompe avant son couplage dans la FHNL. Dans cette configuration, pour des puissances de pompe inférieures à 200 W, le gain d'amplification est exponentiel ce qui est en accord avec la théorie [3], au delà il y a saturation (Fig. 2.a en noir). Un phénomène pouvant expliquer cette saturation est la diffusion Raman vers les ordres supérieurs [5].

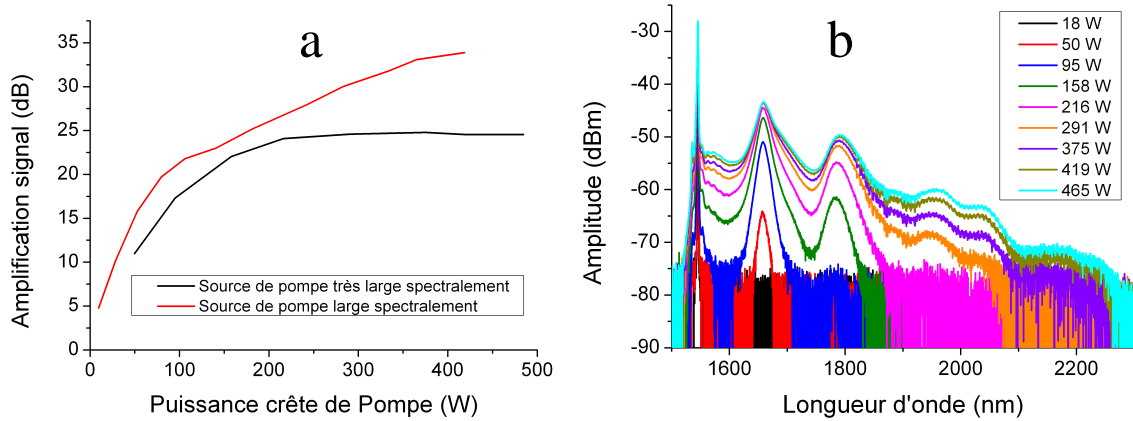


Fig. 2.a : amplification Raman à 1645 nm obtenue en fonction de la puissance crête de la pompe ;
 Fig. 2.b : spectre de la pompe après passage dans la fibre, en fonction de la puissance crête (côté MUX1).

Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons retiré le multiplexeur MUX1 susceptible de modifier le spectre. Le signal à 1645 nm à amplifier est donc ici absent. La figure 2.b montre l'apparition de la raie Stokes principale à 1645 nm sur le spectre de la pompe après propagation, mais également l'apparition d'ordres supérieurs. L'efficacité est diminuée car l'énergie contenue dans les pics d'ordres supérieurs ne participe pas à l'amplification Raman du signal. Nous avons ensuite vérifié que les raies correspondant aux ordres successifs sont présentes lorsque le signal à 1645 nm est rétabli. Il est probable que l'apparition des pics d'ordre supérieurs soit initiée par les composantes à haute longueur d'onde de la pompe qui ont été générées dans les étages d'amplification par élargissement spectral. Nous avons donc conçu un autre deuxième étage d'amplification optimisé pour réduire l'élargissement de la pompe, ce qui a permis d'obtenir un gain de 34 dB, sans qu'il y ait saturation (Fig. 2.a en rouge).

Nous avons enfin vérifié que la cohérence du signal amplifié était conservée après amplification Raman, au moyen d'un montage d'auto-hétérodynage, ce critère étant indispensable pour une utilisation dans un système de type lidar DIAL.

CONCLUSION

Une source impulsionnelle à 1645 nm a été réalisée par amplification Raman. Le gain Raman atteint 34 dB, ce qui correspond à une puissance crête de 16 W. Nous envisageons d'augmenter la puissance de la source en construisant un deuxième étage d'amplification.

Nous remercions Total E&P pour le financement partiel de cette activité.

REFERENCES

- [1] C. Headley et G. Agrawal, "Raman Amplification in Fiber Optical Communication Systems"
- [2] L. Zhang, J. Hu, J. Wang, et Y. Feng, "Stimulated-Brillouin-scattering-suppressed high-power single-frequency polarization-maintaining Raman fiber amplifier with longitudinally varied strain for laser guide star," *Optics letters*, vol. 37, no. 22, pp. 4796–4798, 2012.
- [3] G. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics, Third Edition"
- [4] D. Mitchell, K. Duffin, and W. Johnstone, "Remote methane sensor using Tunable Diode Laser Spectroscopy (TDLS) via a 1W Raman Source", *Proc. SPIE 7503*, 20th International Conference on Optical Fibre Sensors, 750350 (Oct. 05, 2009); doi:10.1117/12.835810;
- [5] R. H. Stolen, C. Lee, and R. K. Jain, "Development of the stimulated Raman spectrum in single-mode silica fibers," *JOSA B*, vol. 1, no. 4, pp. 652–657, 1984.