Classification

Physics Abstracts

42.65C — 42.60D — 42.80

Diffusion Raman stimulée d'une onde infrarouge à 1,06 μm dans une fibre optique

A. Saissy

Laboratoire d'Electrooptique (*), Parc Valrose, 06034 Nice Cedex, France

(Reçu le 28 novembre 1980, accepté le 16 février 1981)

Résumé. — La diffusion Raman stimulée d'une onde infrarouge à 1,06 μm dans une fibre optique en silice permet de créer quatre raies discrètes intenses à 1,11 ; 1,16 ; 1,22 ; 1,29 μm et un continuum plus faible jusqu'à 1,5 μm . Les caractéristiques de cette source lumineuse sont analysées à l'aide des bandes d'absorption de la silice et de la décroissance du gain Raman dans l'infrarouge.

Abstract. — Stimulated Raman scattering of an infra-red wave at 1.06 μm in silica optical fiber gives four discrete line at 1.11, 1.16, 1.22, 1.29 μm and a weaker continuum extending up to 1.5 μm . Characteristics of this optical source are analysed with the help of absorption bands of silica and the decrease of the Raman gain in the infra-red.

1. **Introduction.** — Une onde lumineuse intense se propageant dans une fibre optique à faibles pertes voit son spectre modifié. La modification la plus importante est introduite par la diffusion Raman stimulée. En effet, la faible section et la grande longueur d'une fibre permettent d'atteindre facilement le seuil de la diffusion Raman stimulée. Ainsi, dans le spectre visible, avec une fibre en silice, il est possible de réaliser des déplacements de fréquence de plusieurs milliers de cm^{-1} . L'extension au proche I.R. de tels résultats permet d'envisager la réalisation d'une source lumineuse cohérente couvrant le domaine 1 à 2 μm [1, 2]. Or les caractéristiques des fibres optiques (pertes, dispersion...) dans le proche I.R. et le visible ne sont pas comparables, aussi les performances d'une telle source sont modifiées.

L'objet de la présente note est l'étude de la diffusion Raman stimulée dans une fibre optique excitée par un laser y.a.g. réglé sur la raie 1,06 μm .

2. **Etude expérimentale.** — Le montage que nous avons réalisé pour étudier la diffusion Raman stimulée est représenté sur la figure 1. La source pompe est un laser y.a.g. pulsé, délivrant des impulsions de 10 ns à la cadence d'un tir par seconde ; sa puissance maximale est de 5 MW. La fibre optique est à saut d'indice ; son cœur en silice dopée au phosphore et au germanium a un diamètre de 8 μm . Elle est bimodale

pour $1,06 \mu\text{m} < \lambda < 1,5 \mu\text{m}$ et monomode au-delà. Le couplage est réalisé à l'aide d'un objectif de microscope $\times 20$. Un monochromateur à réseau placé à la sortie de la fibre, nous permet de faire une analyse spectrale de la lumière transmise. La détection est effectuée à l'aide d'un bolomètre pyroélectrique à réponse plate dans le proche infrarouge. L'enregistrement ayant lieu sur un oscilloscope à mémoire avec un balayage de 13 s/cm pour une vitesse de défilement du monochromateur de 200 $\text{\AA}/\text{s}$. Cette configuration nous a assuré une sensibilité spectrale de détection constante dans tout le proche infrarouge.

Fig. 1. — Dispositif expérimental.

[Experimental set-up.]

3. **Résultats et discussion.** — Les spectres correspondants à 50, 100 et 850 m de fibre sont représentés sur la figure 2. La puissance lumineuse excitatrice correspondant à chacun de ces spectres a été optimisée, de manière à obtenir le plus grand nombre de raies

(*) Associé au C.N.R.S. N° 190.

Fig. 2. — Spectres correspondant à trois longueurs de fibre.
[Spectra for three lengths of fiber.]

avec des intensités maximales. Nous relevons la présence de quatre raies Stokes bien distinctes à 1,11; 1,16; 1,22; 1,29 μm et la naissance d'une cinquième à 1,35 μm . Cette dernière raie n'est pas toujours très nette car elle dégénère en un continuum lumineux s'étendant jusqu'à 1,5 μm (Fig. 3). Une variation importante de la longueur de la fibre, de 100 à 850 m, ne conduit pas à une cinquième raie discrète très intense. Il apparaît donc que le spectre discret de la diffusion Raman stimulée dans le proche infrarouge est limité à cinq raies, contrairement au spectre visible où il est possible d'obtenir une dizaine de raies discrètes. Pour évaluer quantitativement le rendement de la conversion de fréquence, nous avons procédé à un étalonnage à 1,06 μm du bolomètre et mesuré l'amplitude du plus grand signal pour chaque longueur d'onde. Nous trouvons ainsi des puissances de 25 W à 1,06 μm et 10 W, 20 W, 5 W, 3 W, 0,5 W pour S1, S2, S3, S4, S5.

Fig. 3. — Continuum lumineux après la quatrième raie Stokes.
[Luminous continuum after the fourth Stokes line.]

Sur la figure 4, nous avons placé les différentes raies sur un spectre d'absorption typique d'une fibre. On constate que la cinquième raie est située dans la bande d'absorption à 1,39 μm et que son glissement de fréquence est légèrement inférieur au glissement moyen des quatre premières raies. Le maximum de la courbe de gain Raman de la silice correspond à un glissement de fréquence de 450 cm^{-1} [3]. Un tel déplacement à partir de la quatrième raie Stokes, donne une raie située au voisinage du maximum de perte à 1,39 μm . Par contre, si le déplacement est moindre ($\sim 400\text{ cm}^{-1}$), la cinquième raie subit moins de perte avec un gain à peu près constant, la courbe de gain variant peu pour les fréquences légèrement inférieures à 450 cm^{-1} . L'augmentation des pertes au voisinage de la cinquième raie Stokes conduit donc à un glissement de fréquence moindre et à une augmentation du seuil de la diffusion Raman.

Fig. 4. — Longueur d'onde Stokes λ_s en fonction de la longueur d'onde excitatrice λ_{ex} pour différents déplacements de fréquence ω_v . — — — : cas où $\omega_v = 450\text{ cm}^{-1}$; ——— : longueurs d'onde mesurées expérimentalement; ● : pertes sur la fibre réellement utilisée.

[Stokes wavelength λ_s versus exciting wavelength λ_{ex} for different frequency shift ω_v . — — — : for $\omega_v = 450\text{ cm}^{-1}$; ——— : experimental wavelength; ● : losses in the fiber actually used.]

Lorsque l'onde pompe n'est pas encore trop affaiblie, la croissance de l'onde Stokes est décrite par l'expression

$$W_s = W_{s0} \exp \{ -\alpha_s l + G_s l_{\text{eff}} W_1 \}$$

où $l_{\text{eff}} = (1 - \exp - \alpha_p l)/\alpha_p$ est la longueur effective de la fibre, W_1 la puissance lumineuse de pompe et G_s le facteur de gain Raman.

Dans le cas d'une fibre, G_s a pour expression :

$$G_s^{(f)} = G_s^{(\text{hom})} \frac{1}{A_{vp}^{(s,p)}}$$

où $G_s^{(\text{hom})}$ est le gain Raman du milieu homogène et $A_{\nu\rho}^{(s,p)}$ est la surface effective de la fibre pour une diffusion faisant intervenir les modes ν et ρ de la fibre. Dans l'hypothèse des modes linéairement polarisés [4], nous avons :

$$\frac{1}{A_{\nu\rho}^{(s,p)}} = \frac{\iint |F_\nu^{(s)}|^2 |F_\rho^{(p)}|^2 dx dy}{\iint |F_\nu^{(s)}|^2 dx dy \iint |F_\rho^{(p)}|^2 dx dy}$$

avec :

$$F_\nu^{(q)}(r) = \cos(\nu\varphi) \begin{cases} J_\nu(U_\nu^{(q)} r/a)/J_\nu(U_\nu^{(q)}) & r < a \\ K_\nu(W_\nu^{(q)} r/a)/K_\nu(W_\nu^{(q)}) & r > a \end{cases}$$

a = rayon du cœur, U_ν (resp. W_ν) paramètre de cœur (resp. de gaine), J_ν et K_ν sont des fonctions de Bessel de première et seconde espèce.

La variation du facteur de gain Raman $G_s^{(f)}$ avec la longueur d'onde, est due à deux causes. En premier lieu $G_s^{(\text{hom})}$ est proportionnel à $1/\lambda_s$, λ_s étant la longueur d'onde Stokes, d'où une décroissance du gain dans l'infrarouge. D'autre part, la distribution radiale de l'énergie lumineuse dans la fibre dépend de la longueur d'onde. Sur la figure 5, nous avons représenté $\pi a^2/A_{\nu\rho}^{(s,p)}$ en fonction de la longueur d'onde excitatrice pour les deux premiers modes d'une fibre à saut d'indice. Nous constatons une décroissance en fonction de la longueur d'onde de $\pi a^2/A_{\nu\rho}^{(s,p)}$, ce facteur a la valeur maximale lorsque les photons pompe et Stokes sont dans le mode fondamental. Le déplacement de longueur d'onde vers l'infrarouge s'accompagne donc d'une sélection de mode au profit du mode fondamental et d'une diminution du facteur de gain Raman $G_s^{(f)}$. Dans l'hypothèse d'un profil lorentzien pour G_s et α_s de largeur à mi-hauteur Δ_r et Δ_p la largeur à $1/e$ d'une raie Stokes [5, 6] est :

$$\Delta_s = \frac{2 \Delta_r}{[G_s l_{\text{eff}} W_1 - 1]^{1/2}} \times \frac{1}{\left[1 - \frac{1 + \alpha_s l}{G_s l_{\text{eff}} W_1 - 1} \left(\frac{\Delta_r}{\Delta_p}\right)^2\right]^{1/2}}$$

L'augmentation des pertes α_s et la diminution du gain ont donc pour effet de produire un élargissement des raies Stokes successives et par-là, un continuum lumineux observé à l'extrémité du spectre.

La limitation du nombre de raies Stokes discrètes et leur dégénérescence en un continuum lumineux, résultent de l'action conjuguée de trois facteurs : l'augmentation brutale des pertes au voisinage de la cinquième raie, la diminution du gain Raman avec la longueur d'onde Stokes et l'augmentation de la surface effective de la fibre avec la longueur d'onde.

4. Conclusion. — Nous avons montré que la diffusion Raman stimulée dans une fibre optique excitée par un laser y.a.g. émettant à la longueur d'onde 1,06 μm , conduit à la création de quatre raies Stokes

Fig. 5. — Rapport des surfaces réelle et effective : diamètre de cœur = 7 μm ; différence d'indice = 6×10^{-3} ; déplacement de fréquence = 450 cm^{-1} .

[Ratio of real and effective surfaces : core diameter = 7 μm ; index difference = 6×10^{-3} ; frequency shift = 450 cm^{-1} .]

importantes à 1,11 ; 1,16 ; 1,22 et 1,29 μm et d'un continuum lumineux moins intense s'étendant de 1,29 à 1,5 μm . Les mécanismes conduisant à une limitation du nombre de raies discrètes ont été analysés. En premier lieu il y a la bande d'absorption à 1,39 μm ; l'emploi de fibres optiques à faibles pertes pourrait minimiser cet inconvénient. Par ailleurs, il y a une décroissance du gain Raman avec la longueur d'onde dont les causes sont liées à la diffusion Raman elle-même et au guidage des ondes lumineuses dans le proche infrarouge. Pour compenser cette perte de gain on peut faire appel à des processus de diffusion Raman à quatre photons [7] qui possèdent un gain plus important mais exigent de remplir une condition d'accord de phase, ce qui réduit la largeur spectrale. Dans la mesure du possible, on peut aussi augmenter la longueur d'onde excitatrice, de manière à abaisser le nombre de processus élémentaires de diffusion entre une raie donnée et la radiation excitatrice. Il existe donc des possibilités pour augmenter les performances dans le proche infrarouge de la diffusion Raman stimulée dans les fibres optiques. D'ores et déjà, il est possible d'obtenir à partir d'un laser y.a.g. émettant à 1,06 μm , un ensemble de quatre raies de longueur 1,11 ; 1,16 ; 1,22 et 1,29 μm couvrant une partie du proche infrarouge.

Cette extension des possibilités d'un laser y.a.g. est assez facilement réalisable pour constituer un outil auquel on peut avoir recours.

Remerciements. — Nous remercions L. Jeunhomme du C.N.E.T. pour l'intérêt qu'il a porté à cette étude.

Bibliographie

- [1] CHINLON LIN, N'GUYEN, V. T., FRENCH, W. G., *Electron. Lett.* **14** (1978) 822-823.
CHINLON LIN, STOLEN, R. H., COHEN, L. G., *Appl. Phys. Lett.* **31** (1977) 97.
CHINLON LIN, COHEN, L. G., STOLEN, R. H., TASKER, G. W., FRENCH, W. G., *Opt. Commun.* **20** (1977) 426.
- [2] HILL, K. O., KAWASAKI, B. S., FUJII, Y., JOHNSON, D. C., *Appl. Phys. Lett.* **36** (1980) 888.
- [3] SAISSY, A., BOTINEAU, J., AZEMA, A., GIRES, F., *J. Physique Lett.* **40** (1979) L-355.
- [4] GLOGE, D., *Appl. Opt.* **10** (1971) 2252.
- [5] SMITH, R. G., *Appl. Opt.* **11** (1972) 2489.
- [6] AUYEUNG, J., YARIV, A., *I.E.E.E. J. Quantum Electron.* **QE 14** (1978) 347-52.
- [7] STOLEN, R. H., *I.E.E.E. J. Quantum Electron.* **QE 11** (1975) 100.
SAISSY, A., BOTINEAU, J., AZEMA, A., GIRES, F., *Appl. Opt.* **19** (1980) 1639-46.
-

Commission paritaire N° 59.024

© Editions de Physique 1981

Directrice de la Publication : Jeanne BERGER

Imprimé en France. — Imprimerie JOUVE, 17, rue du Louvre, 75001 PARIS
Dépôt légal : 1^{er} trimestre 1981