

**UN EXEMPLE DE PROPAGATION NON-LINÉAIRE DANS LES FIBRES OPTIQUES : LA RÉTRO-DIFFUSION BRILLOUIN STIMULÉE**

E. PICHOLLE, J. BOTINEAU, O. LEGRAND, C. LEYCURAS et C. MONTÈS

Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Parc Valrose,  
F-06034 Nice Cedex, France

**Résumé** On passe en revue les principaux comportements possibles lors de la propagation d'impulsions optiques en présence de diffusion Brillouin stimulée (DBS), y compris une situation expérimentale de propagation supraluminique.

**Abstract** This paper reviews the main behaviours of optical pulses in presence of stimulated Brillouin scattering (DBS), including experimental evidence of superluminal propagation.

I - Introduction

Au delà de leurs fantastiques capacités de transport de l'information, les fibres optiques sont un outil de choix pour l'étude des interactions entre matière et rayonnement. Leur qualité est telle que les effets "grossiers", comme l'absorption qui rend irrémédiablement opaque une vitre du meilleur verre de quelques mètres d'épaisseur, sont gommés; ainsi, par exemple, l'atténuation résiduelle d'une fibre commerciale ( $\approx 0,18$  dB/km à  $1,55 \mu\text{m}$ ) résulte pour moitié d'un effet du troisième ordre, la diffusion Rayleigh de la lumière sur les fluctuations locales de densité du matériau. De plus, singulièrement dans le cas des fibres unimodales, leur diamètre de quelques micromètres autorise des densités de puissance dépassant de beaucoup, en continu, le mégawatt par  $\text{cm}^2$ .

L'effet qui nous intéresse ici, la rétro-diffusion Brillouin stimulée (DBS) est l'interaction entre les modes électromagnétiques et sonores de la fibre - entre "photons" et "phonons acoustiques" /1/. Nous passerons ici en revue les différents comportements qu'elle peut induire du point de vue de la dynamique des interactions non-linéaires cohérentes.

Auparavant, il convient de situer l'importance technologique de la DBS : on voit (table I) qu'elle n'agit efficacement que sur des faisceaux assez fins spectralement, donc d'une durée suffisante (de quelques nanosecondes au moins); dans ces conditions, c'est la diffusion non-linéaire dotée du plus fort gain linéique, et celle dont les effets sont de loin les plus intenses.

*Table I: caractéristiques comparées des principales diffusions non-linéaires dans les fibres*

Diffusion	Origine (fluctuation)	Décalage	Largeur	$\Delta\tau$	Gain $(\text{MW}/\text{cm}^2)^{-1}/\text{m}$
RAYLEIGH	locale de densité	0	15 MHz	10 ns	0,01
RAMAN	de polarisabilité	13 THz $(440 \text{ cm}^{-1})$	6 THz $(200 \text{ cm}^{-1})$	0,2 ps	0,5
BRILLOUIN	temporelle de densité	34 GHz $(1 \text{ cm}^{-1})$	150 MHz	7 ns	5

Ainsi la DBS limite les possibilités de chauffage d'un plasma par laser, en rétro-diffusant les faisceaux avec une très grande efficacité et une perte d'énergie dérisoire. De même, elle peut empêcher le couplage d'un faisceau dans une fibre en le rétrodiffusant presque entièrement dans les premiers centimètres de propagation, ou même détruire mécaniquement l'extrémité de la fibre /2/. Dans le domaine des télécommunications, l'apparition de diodes laser à la fois puissantes et spectralement fines est assez récente; toutefois, on peut prévoir que la DBS sera l'un des facteurs principaux de limitation des performances des systèmes à fibres unimodales à très fort débit d'information.

## II - La diffusion Brillouin stimulée : mécanisme et modélisation

Lors d'une diffusion inélastique élémentaire, un système matériel absorbe un photon "pompe" ( $\omega_p, \mathbf{k}_p$ ), et le ré-émet presque instantanément, dans une autre direction et avec une énergie plus faible ( $\omega_B, \mathbf{k}_B$ ) (on parle alors d'une diffusion Stokes ; si le photon rétrodiffusé a une énergie supérieure, la diffusion est dite anti-Stokes). Le reliquat d'énergie et de quantité de mouvement est conservé par le système matériel, sous forme d'énergie vibrationnelle, quantifiée en phonons. Un cristal de quartz, et, par extension, une fibre de silice, admettent deux types de phonons :

- les phonons "optiques", de très haute énergie ; la diffusion de la lumière sur de tels phonons est la diffusion Raman ; leur très courte durée de vie (typiquement 0,2 ps, cf. table I) interdit généralement à un phonon optique donné de participer à plusieurs diffusions élémentaires.

- les phonons "acoustiques", de grande durée de vie (plusieurs ns), responsables de la diffusion Brillouin ; chaque phonon participe à un grand nombre de diffusions élémentaires, et la coexistence d'un grand nombre de phonons acoustiques indiscernables ( $\omega_a, \mathbf{k}_a$ ) correspond à une onde sonore macroscopique cohérente, de fréquence  $\omega_a$  et se propageant à la vitesse du son,  $c_s = \omega_a / k_a$  (dans la silice,  $c_s = 5900$  m/s).

Notons que, l'onde acoustique étant cohérente, la probabilité de création d'un phonon, donc d'une diffusion Brillouin élémentaire, est proportionnelle à  $(n_a+1)$ , où  $n_a$  est le nombre de phonons ; de même, cette diffusion élémentaire est proportionnelle à  $(n_B+1)$ , où  $n_B$  est le nombre de photons Stokes : si la DBS est un phénomène stimulé, au sens habituel des opticiens, elle est également stimulée par l'onde acoustique.

Si on écrit, pour cette diffusion Brillouin élémentaire, la conservation de l'énergie et de l'impulsion, il vient, dans une fibre (qui impose la direction) :

$$\omega_p = \omega_a + \omega_B$$

$$\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_a + \mathbf{k}_B \quad \text{et donc} \quad \omega_a \approx 2 n c_s / c \omega_p \quad ; \quad \mathbf{k}_a = 2 \mathbf{k}_p = -2 \mathbf{k}_B$$

Dans le cas de la silice, et pour une pompe à 514,5 nm, on trouve  $\omega_a = 34$  GHz ; L'onde acoustique est hypersonore ; notons que  $\omega_a$  correspond à une longueur d'onde acoustique de 0,2  $\mu\text{m}$ , et qu'une étude plus complète de la DBS devra tenir compte du guidage de l'onde sonore par le cœur de la fibre (unimodale optique, multimodale acoustique) /3/.

En l'absence d'un traitement quantique rigoureux /4/, et pour des faisceaux intenses, la DBS est parfaitement modélisée par les équations classiques de l'hydrodynamique, couplées aux équations de Maxwell. Le couplage entre l'évolution des ondes optiques et acoustiques est pris en compte par l'introduction d'une pression d'électrostriction  $\Delta P_\epsilon$ :

$$\Delta P_\epsilon = \gamma p T + \rho_0 \partial \epsilon / \partial \rho (\epsilon_0 E^2) / 2$$

où  $E$  est le champ électrique total, somme des champs des ondes contrapropagatives pompe et rétrodiffusée ; le battement de ces deux ondes à la fréquence  $\omega_a = \omega_p - \omega_B$ , impose la propagation d'une onde de compression, i.e. d'une onde sonore ; réciproquement, cette onde sonore, donc de densité, constitue un réseau d'indice, qui intervient dans les équations de Maxwell par la polarisation non-linéaire :

$$P_{NL} = \epsilon_0 \Delta \epsilon E, \quad \text{où} : \quad \epsilon(\rho) = \epsilon(\rho_0) + \partial \epsilon / \partial \rho \Delta \rho$$

Au total, et au prix de certains changements de variables /4/, on obtient le système :

$$\begin{aligned} (1a) \quad & (\partial_t + \partial_x) E_p = -E_B E_a \\ (1b) \quad & (\partial_t - \partial_x) E_B = E_p E_a^* \\ (1c) \quad & (\partial_t + \partial_x) E_a = E_p E_B^* \end{aligned} \quad (1)$$

En fait, un modèle prédictif devra tenir compte en outre de l'effet Kerr optique, et de l'atténuation des ondes électromagnétiques ( $\mu_c$ ) et acoustique ( $\mu_a$ ), et on utilisera le système :

$$\begin{aligned} (2a) \quad & (\partial_t + \partial_x + \mu_c) E_p = -E_B E_a + i K_r (|E_p|^2 + 2 |E_B|^2) E_p \\ (2b) \quad & (\partial_t - \partial_x + \mu_c) E_B = E_p E_a^* + i K_r (2 |E_p|^2 + |E_B|^2) E_B \\ (2c) \quad & (\partial_t + \partial_x + \mu_a) E_a = E_p E_B^* \end{aligned} \quad (2)$$

### III - Le cas stationnaire : le "miroir Brillouin"

La plus simple des situations expérimentales est la diffusion d'une onde pompe continue à l'entrée d'une fibre optique. A température ambiante, celle-ci bruit en permanence de quelques centaines de phonons par mode, ce qui suffit à amorcer la DBS ; les photons Stokes ainsi créés interagissent brièvement avec la pompe en remontant la fibre à contre-courant et s'échappent aussitôt de la zone active. En revanche, un phonon donné parcourra à peine quelques micromètres pendant les nanosecondes de sa vie moyenne : l'onde sonore est pratiquement immobile, et son accumulation sur son lieu de création n'est limitée que par son atténuation propre.

Cette accumulation acoustique à l'entrée de la fibre se traduit par un fort amortissement de la pompe (le signe - de l'équation 1a), dont l'effet cumulé au long de la fibre mène à sa quasi-extinction après quelques longueurs caractéristiques (de l'ordre de quelques millimètres, celle-ci dépend essentiellement de la valeur des coefficients d'atténuation  $\mu_a$  et  $\mu_p$ ).

Au cours de ce processus, l'amplitude de l'onde rétrodiffusée est proportionnelle au conjugué de celle de l'onde de pompe : ce "miroir Brillouin" est donc un miroir à conjugaison de phase ; compte tenu du très faible écart en fréquence des deux ondes, des expériences de reconstruction du front d'onde ont pu être menées avec succès, et plusieurs auteurs ont étudié et exploité cette configuration, surtout dans des matériaux massifs.

Par ailleurs, si toutes les simulations numériques menées par notre équipe (dans une configuration en anneau, avec une pompe modulée de diverses façons) convergent invariablement, après des temps parfois extrêmement longs, vers cette limite du miroir Brillouin, nous n'avons jamais pu observer expérimentalement une rétrodiffusion totale dans cette configuration : nous interprétons ce résultat comme la conséquence des fluctuations de phase du faisceau pompe, issu d'un laser à argon ionisé monomode. La DBS étant une interaction cohérente à trois ondes (les systèmes (1) et (2) font intervenir des amplitudes, et non des intensités), un changement de phase de  $\pi$  inverse le sens de l'interaction entre la pompe ( $E_p \leftrightarrow -E_p$ ) et l'onde sonore créée avant le changement de phase ( $E_a \leftrightarrow E_a$ ), la durée de vie des phonons garantissant une mémoire de la phase acoustique antérieure.

### IV - Propagation d'une impulsion en présence d'une pompe uniforme.

Considérons maintenant la propagation d'une impulsion Brillouin déjà formée à contre-courant d'une pompe continue (nous admettons que sa puissance crête est supérieure à celle de la pompe, ce qui est vrai après quelques dizaines de longueurs caractéristiques d'interaction, et que le bruit de phonons est négligeable). Cette situation se présente bien sûr lorsqu'on injecte une telle impulsion à la sortie de la fibre, mais également, spontanément, lorsque la DBS s'amorce dans une fibre courte : compte tenu des réflexions partielles sur les faces de la fibre, celle-ci est une cavité oscillante, présentant pour une impulsion Brillouin du gain à chacun de ses passages à contre-courant, et se comporte donc comme un laser à modes bloqués, délivrant des trains d'impulsions Brillouin séparés d'un aller-retour dans la fibre ; c'est effectivement ce qu'ont observé la plupart des auteurs qui se sont livrés à une analyse temporelle du faisceau rétrodiffusé par DBS dans une fibre optique.

Une telle impulsion stimule fortement la DBS sur son passage. Elle est donc considérablement amplifiée aux dépens de la pompe, en même temps qu'elle crée une onde acoustique ; toutefois, celle-ci reste durablement sur son lieu de création après le passage de l'impulsion, stimulant à son tour la diffusion de la pompe, ce qui donne naissance à une très longue "queue" derrière l'impulsion Brillouin.

En fait, les amplitudes des trois ondes sont couplées, et le système (1) permet une analyse plus détaillée : en présence d'une forte amplitude Brillouin ( $E_B$ ), l'amplitude ( $E_p$ ) de la pompe décroît, s'annule, puis prend des valeurs négatives (équ. 1a : déplétion, puis reconstruction de la pompe avec une phase opposée) ; mais,  $E_p$  ayant changé de signe, c'est au tour de l'onde Brillouin ( $E_B$ ) de subir la même évolution (équ. 1b ;  $E_a > 0$ ,  $E_p < 0$ ) ;  $E_B$  ayant changé de signe (équ. 1a ;  $E_a > 0$ ,  $E_B < 0$ ), la pompe est à nouveau atténuée, puis reconstruite avec sa phase initiale, et ainsi de suite. Du fait des changements de phase périodiques, les impulsions de cette sorte ont reçu le nom de  $\pi$ -pulses.

On vérifie numériquement que le premier pic de l'impulsion Brillouin s'amplifie au fil du temps, son amplitude au sommet croissant comme  $t$ , et sa largeur à mi-hauteur diminuant en  $t^{-1/2}$ . Cette compression de l'impulsion est toutefois limitée par l'action de l'effet Kerr optique (syst. 2), qui cesse d'être négligeable pour les impulsions très étroites.

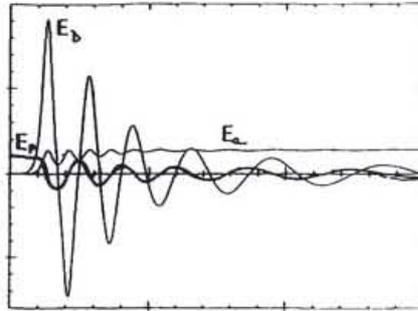


figure 1 :  $\pi$ -pulse : solution numérique du système 2 (milieu semi-infini) .

Notons en outre que ce scénario s'applique à un milieu assez peu réaliste, semi-infini et uniformément rempli de pompe ; une approche expérimentale de cette situation consiste à utiliser un anneau, pompé en continu, dans lequel l'impulsion est réinjectée à chaque tour . Toutefois, en plus des inévitables pertes au recouplage, on risque de la remettre ainsi au contact des vestiges de l'onde sonore créée au tour précédent, de sorte que le système dégénère généralement vers une situation de miroir Brillouin .

#### V - Un cas particulier : la propagation supra-luminique d'un quasi-soliton .

Un comportement plus inhabituel peut être obtenu avec une impulsion Stokes trop étroite à mi-hauteur pour donner lieu au phénomène de génération de  $\pi$ -pulses précédemment considéré, mais néanmoins pourvue de pieds très allongés vers l'avant et vers l'arrière . Le front avant de l'impulsion sera alors amplifié, et donc l'onde pompe atténuée jusqu'à s'annuler au voisinage du maximum de l'impulsion . Le front arrière reconstruira alors l'onde pompe, mais avec une phase opposée par rapport à la phase initiale (comme dans la toute première phase de la construction du  $\pi$ -pulse) . Cette onde pompe reconstruite s'amplifiera à son tour au détriment du front arrière de l'impulsion Stokes, sans cependant donner lieu aux oscillations de phase propres aux  $\pi$ -pulses . Le résultat net pour l'impulsion sera une déformation d'ensemble, caractérisée en particulier par un décalage vers l'avant de son maximum .

Un cas particulièrement intéressant se présente lorsque l'amplification du flanc avant compense exactement la déplétion de l'arrière: l'enveloppe, globalement, ne se déforme pas, et on peut alors définir sans ambiguïté sa vitesse de comme celle du sommet de l'impulsion . Ce sommet dérivant vers l'avant lors de la propagation, cette vitesse est supra-luminique .

Mathématiquement, on vérifie aisément qu'une solution autosimilaire du système 1 est :

$$E_p = -P \operatorname{th} [\beta (x+vt)] ; \quad E_s = S / \operatorname{ch} [\beta (x+vt)] ; \quad E_a = A / \operatorname{ch} [\beta (x+vt)] \quad (3)$$

où la vitesse de propagation de l'enveloppe  $v = (S^2 + P^2) / (S^2 - P^2) > 1$

(dans des unités où  $c/n = 1$ ),  $\beta$  étant la largeur caractéristique de l'impulsion  $/6/$  .

On peut remarquer la forme de l'argument de  $E_p$  : son enveloppe se propage dans le même sens que celle du quasi-soliton Brillouin, à contre-courant de son propre sens de propagation de l'énergie ; la pompe est intégralement reconstruite, l'impulsion Brillouin lui étant ainsi parfaitement transparente .

Notons également que si la forme en sécante hyperbolique ( $1/\operatorname{ch}$ ) est bien connue des théoriciens des solitons, c'est ici la structure de l'ensemble des trois ondes qui est auto-similaire, d'où l'appellation de quasi-soliton .

La vitesse  $v$  peut prendre *a priori* toute valeur entre  $c$  et l'infini ; toutefois, si l'on ajoute au système (1) les amortissements  $\mu_e$  et  $\mu_a$ , il n'admet plus qu'une solution unique, de même allure et légèrement supra-luminique . Elle ne correspond bien sûr ni à un transport d'énergie (celle-ci provenant pour l'essentiel d'un transfert d'énergie, lié au mécanisme d'amplification, depuis la pompe contra-propagative), ni à un transport d'information (une légère "encoche" superposée à l'impulsion se propage à la vitesse de la lumière, dérivant vers le front arrière) .

Elle est pourtant mesurable expérimentalement ; en particulier, dans une configuration en anneau, on peut suivre les impulsions sur un grand nombre de tours, sans endommager trop leurs pieds : il suffit alors de mesurer l'intervalle entre deux passages successifs de l'impulsion, repérée par son sommet . C'est ainsi que nous avons réalisé un anneau de longueur  $L = 80$  m (fig.2) , avec une fibre

fibre optique unimodale biréfringente à cœur de silice pure de 3 μm de diamètre, muni d'un modulateur acousto-optique externe permettant de couper brièvement à chaque tour la pompe (un laser à argon ionisé monomode à 514,5 nm), et ainsi de laisser relaxer les phonons accumulés à l'entrée, afin de stabiliser le système /5/ .

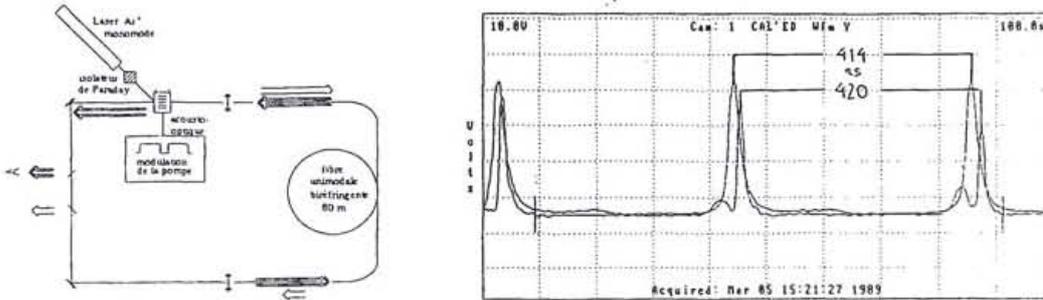


Figure 3 : dispositif expérimental et figure 4 : impulsions quelconques et quasi-soliton.

La figure 3 permet de comparer l'intervalle séparant deux passages d'une impulsion quelconque ( $v_{\text{sommet}} = c/n$  ;  $\Delta T = n L / c = 420$  ns), et d'un quasi-soliton ( $v > c/n$  ;  $\Delta T = 414$  ns  $< n L / c$ ), et d'établir le caractère supra-luminique de ce dernier .

Lorsque l'oscillateur est correctement réglé, le quasi-soliton supraluminique apparaît par bouffées assez stables de quelques centaines de microsecondes, et il est bien représenté par sa forme théorique ; il semble que la qualité du réglage, et par suite la durée des bouffées d'impulsions, dépende fortement du maintien des pieds de l'impulsion Brillouin, autant que de la stabilité en phase de la pompe . Numériquement, on constate que lorsqu'une impulsion supraluminique "rattrape" l'extrémité de son pied avant tronqué, qui se déplace à la vitesse de la lumière, il dégénère immédiatement en  $\pi$ -pulse .

VI - Conclusion

Cette rapide présentation de quelques traits typiques de la DBS ne prétend pas à l'exhaustivité . Elle est pourtant, à notre avis, représentative de la difficulté de préjuger des effets d'une interaction non-linéaire au seul vu des équations qui la gouvernent , du fait de leur grande variété et de leur extrême sensibilité aux conditions initiales - présence d'un fond de phonons uniforme ou localisé, etc. l'un de nos objectifs, dans le cadre de l'étude de la diffusion Brillouin stimulée, est justement de préciser le rôle de chacun de ces paramètres .

Les systèmes d'équations cohérentes couplées n'admettent pas en général de solution analytique ; leur traitement numérique est assez lourd, et gourmand en temps de calcul, mais il est ici indissociable de l'expérience, et de tels modèles sont probablement promis à supplanter dans l'étude de la plupart des interactions non-linéaires résonnantes les modèles d'intensités, dont la phénoménologie est considérablement plus pauvre .

Remarquons enfin que ces résultats restent limitées au domaine temporel . Il conviendrait d'y adjoindre des études spectrales . Celles-ci, délicates pour des impulsions se déformant en permanence, se heurtent en outre à des problèmes de spectroscopie acoustique mal connus des opticiens /7/ .

Bibliographie

/1/- D. Cotter, J. Opt. Comm., 4, 1, pp16-19 (1983)  
 /2/- C. Montès et R. Pellat, Phys. Rev. A, 36, sept. 1987  
 /3/- N. Shibata, K. Okamoto, Y. Azuma, J.O.S.A. B, 6, 6, june 1989, pp 1167 sq  
 /4/- A. Yariv, IEEE JQE, avril 1965, pp 28 sq  
 /5/- J. Botineau, C. Leycuras, C. Montès, and E. Picholle, J.O.S.A. B, 6, 3, March 1989,p300  
 /6/- O. Legrand et C. Montès, J.Phys. Coll. (Paris),50, C3-147, 1989 .  
 /7/- M. Donay, P. Bernage et P. Niay, Université de Lille - comm. privée, 1989 ; l'étude du spectre d'impulsions Brillouin issue d'un oscillateur rectiligne semble confirmer l'existence d'impulsions supra-luminiques, mais cette équipe trouve une largeur du pic principal de quelques dizaines de kHz, à comparer aux 150 MHz du gain Brillouin, liés à la durée de vie du phonon en régime spontané .