



Département  
de Physique  
École normale  
supérieure



ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE  
*Centre de préparation à l'agrégation de Montrouge*

Lionel Djadaojee  
Avril 2019

---

## Diffusion Brillouin stimulée

---

### Résumé :

La diffusion Brillouin stimulée (DBS) est un processus de diffusion inélastique de la lumière par des ondes acoustiques dans un milieu transparent : lors de la focalisation d'un faisceau laser dans un tel milieu, une partie du faisceau peut-être réfléchi par une onde acoustique se propageant dans le milieu. L'étude du signal de retour permet d'avoir accès à des informations sur le milieu tels que la vitesse de propagation du son.

Après une brève présentation du phénomène de diffusion Brillouin stimulée, nous nous intéresserons aux propriétés du signal de retour et à un type de processus pouvant causer son amplification : l'électrostriction. Nous exposerons enfin certaines observations expérimentales de DBS ayant pu être menées dans l'acétone.

**Mots-clés** : *diffusion Brillouin stimulée, amplification, électrostriction, laser, milieux diélectriques, acétone*

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Présentation</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Etude du signal de retour Brillouin</b>	<b>1</b>
<b>3</b>	<b>Un exemple de processus amplificateur : l'électrostriction</b>	<b>2</b>
<b>4</b>	<b>Amplification du retour et seuil Brillouin</b>	<b>3</b>
<b>5</b>	<b>Diffusion Brillouin stimulée dans l'acétone</b>	<b>4</b>
5.1	Mesure du seuil Brillouin dans l'acétone . . . . .	4
5.2	Profil temporel du retour . . . . .	5
<b>6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>6</b>

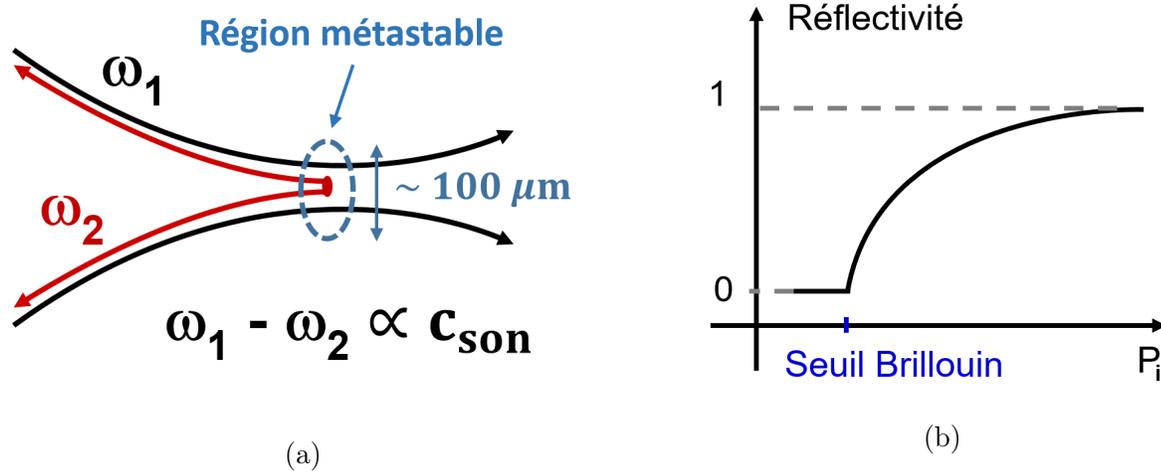


FIGURE 1 – (a) Schéma de principe de la diffusion Brillouin stimulée : un faisceau, de pulsation  $\omega_1$ , est focalisé dans la région d'intérêt ; pour des puissances incidentes suffisantes, un signal de retour est créé, décalé en fréquence d'une quantité proportionnelle à la vitesse du son au point de convergence ; (b) Profil de la courbe de réflectivité du signal de retour Brillouin en fonction de la puissance du faisceau incident

## 1 Présentation

Le principe de la diffusion Brillouin stimulée est simple et à la fois étonnant. Un faisceau laser focalisé dans un milieu transparent peut a priori être diffusé en partie par les ondes acoustiques du milieu, mais continue sa course au-delà du point de focalisation. Si on s'intéresse plus particulièrement à la diffusion du faisceau à  $180^\circ$ , le signal réfléchi est, par effet Doppler, décalé en fréquence d'une quantité directement proportionnelle à la vitesse du son dans le milieu, de l'ordre de 100 MHz à 100 GHz (voir Fig.1a). L'interférence entre le faisceau incident et réfléchi crée un réseau optique de pas égal à la longueur d'onde du son dans le milieu, qui tend à renforcer l'onde acoustique par électrostriction par exemple. A partir d'un seuil de puissance du faisceau incident, appelé "seuil de retour Brillouin", le signal de retour croît exponentiellement et la réflectivité peut atteindre 100% (voir Fig. 1b). A titre de comparaison, sans l'existence d'un processus amplificateur, la puissance diffusée d'un faisceau laser se propageant sur une distance de un centimètre dans l'eau serait de 1 pour  $10^5$

## 2 Etude du signal de retour Brillouin

Etudions plus en détail le processus d'amplification du signal de retour. Considérons d'abord la situation présentée en Fig.2a : une onde électromagnétique de champ  $\vec{E}_1$ , oscillant à la pulsation  $\omega_1$ , et de vecteur d'onde  $\vec{k}_1$  pénètre dans un milieu diélectrique en se propageant selon l'axe ( $Oz$ ). L'onde peut être diffractée et rétrodiffusée par une onde de densité, ou phonon, de fréquence  $\Omega$  (et d'énergie  $\hbar\Omega$ ) et de vecteur d'onde  $\vec{q}$ . Le signal de rétrodiffusion, oscillant à la fréquence  $\omega_2 = \omega_1 - \Omega$  interfère ainsi avec le signal aller, et crée un réseau optique de fréquence  $\omega_1 - \omega_2 = \Omega$ . Ce réseau engendre à son tour des fluctuations de densité dans le milieu, de même période, qui renforcent la création des phonons à la pulsation  $\Omega$ , qui à leur tour renforcent la diffusion d'un signal à  $\omega_2$ , et ainsi de suite... Cet effet d'avalanche peut provoquer la réflexion totale du faisceau incident.

L'étude du signal retour, et la détermination de sa pulsation (par exemple par des techniques

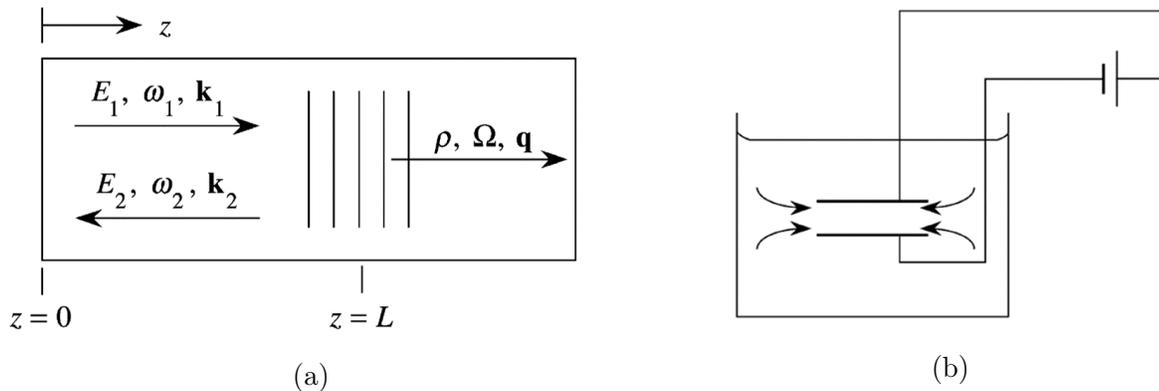


FIGURE 2 – (a) Diffusion Brillouin stimulée : une onde électromagnétique incidente  $\vec{E}_1$ . Une fraction de l'onde est réfléchi par un phonon (onde de densité  $\rho$ ), donnant naissance à une onde rétrodiffusée  $\vec{E}_2$ ; (b) Illustration du phénomène d'électrostriction : un condensateur chargé est immergé dans un fluide, le fluide est attiré par la zone de champ plus intense et sa densité y augmente

interférométriques) permet de remonter à la quantité  $\Omega$  dont elle diffère par rapport au signal incident. Montrons à présent que la pulsation  $\Omega$  du phonon est elle-même directement reliée à la vitesse du son locale dans le milieu. On a la relation de dispersion pour un phonon acoustique :  $\Omega = |\vec{q}|c_s$ , avec  $c_s$  la vitesse du son du milieu. D'autre part, la conservation de l'impulsion donne :

$$\vec{k}_1 = \vec{q} + \vec{k}_2 \quad \text{avec} \quad |\vec{k}_i| = n\omega_i/c \quad (i = 1, 2) \quad (1)$$

En effectuant l'hypothèse raisonnable selon laquelle la vitesse du son  $c_s$  est beaucoup plus petite que la vitesse de la lumière dans le milieu  $c/n$ , on obtient :

$$\Omega = 2n\omega_1 \frac{c_s}{c} \quad (2)$$

La connaissance de  $\omega_2 - \omega_1$ , de  $\omega_1$  et de la densité du milieu permet donc de déterminer la vitesse du son. Typiquement, dans l'hélium superfluide à 1 K et à sa pression de vapeur saturante, on a  $c_s = 240 \text{ m/s}$  [1] qui correspond pour un laser de longueur d'onde 532 nm à un décalage en fréquence de  $\Omega = 5.7 \text{ GHz}$ . On peut déterminer expérimentalement  $\Omega$  en faisant interférer le signal de retour avec une fraction du signal aller.

Concernant le processus d'amplification des fluctuations de densité par le réseau optique, deux causes peuvent en être à l'origine : l'électrostriction (le milieu se contracte dans les zones où l'intensité est élevée) ou l'absorption (le milieu s'échauffe et se dilate dans les zones d'intensité importante). Dans l'hélium, milieu très peu absorbant, c'est le premier processus qui est à l'origine de l'amplification, que nous allons à présent détailler.

### 3 Un exemple de processus amplificateur : l'électrostriction

L'électrostriction est la tendance de certains matériaux à se contracter sous l'effet d'un champ électrique. Prenons l'exemple d'un milieu diélectrique, comme l'eau, soumis à un champ statique inhomogène, par exemple le champ créé par un condensateur immergé dans l'eau (voir

Fig.2b). A l'échelle microscopique la présence du champ électrique polarise les molécules, dont on note  $\vec{p}$  le moment dipolaire microscopique. Ces molécules subissent une force :

$$\vec{F} = (\vec{p} \cdot \vec{\nabla}) \vec{E} \quad (3)$$

Les molécules sont alors attirées vers les zones de champ fort : la densité du milieu augmente dans ces régions. On peut quantifier cette force à l'échelle macroscopique par des raisonnements thermodynamiques. Prenons comme système le champ et le milieu diélectrique, et considérons comme variables naturelles l'entropie volumique  $s$ , la densité  $\rho$  et le champ électrique  $\vec{E}$ . L'énergie interne volumique du système est :

$$u(s, \rho, \vec{E}) = u_0(s, \rho) - \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r E^2 \quad (4)$$

où  $u_0$  est l'énergie interne volumique du diélectrique en champ nul [2]. Considérons comme état initial le milieu "gelé" ( $s$  et  $\rho$  constants), que l'on soumet à un champ électrique  $\vec{E}$ . On relâche ensuite réversiblement le fluide, sa densité change, il s'ensuit que sa constante diélectrique en chaque point change, et la variation d'énergie stockée dans le champ est :

$$\Delta u = -\frac{1}{2} \epsilon_0 \Delta \epsilon_r E^2 \quad (5)$$

avec  $E = |\vec{E}|$ . D'autre part, le champ exerce une pression "strictive"  $p_{st}$  dans le milieu, dont le travail par unité de volume est donné par :

$$w = -p_{st} \frac{\Delta V}{V} = p_{st} \frac{\Delta \rho}{\rho} \quad (6)$$

Par application du premier principe, on en déduit l'expression de la pression strictive :

$$p_{st} = -\frac{1}{2} \epsilon_0 \gamma_e E^2 \quad (7)$$

avec  $\gamma_e = \rho (\partial \epsilon_r / \partial \rho)_s$  la constante électrostrictive du diélectrique. La pression strictive est négative, et son module est quadratique en l'amplitude du champ : le fluide est donc attiré vers les régions de pression plus faibles, où le champ y est plus intense. On peut effectuer le même raisonnement pour des champs électriques variables  $\vec{E}$  : la pression strictive est alors donnée en remplaçant  $E^2$  par sa moyenne temporelle  $\langle \vec{E} \cdot \vec{E} \rangle$ .

## 4 Amplification du retour et seuil Brillouin

En raison de l'existence de la pression strictive, le milieu est soumis à la force volumique  $\vec{f} = -\vec{\nabla} p_{st}$ . L'équation de propagation des ondes acoustiques dans le milieu en présence de ce terme de forçage est donnée par :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \Gamma \vec{\nabla}^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} - c_s^2 \vec{\nabla}^2 \rho = \vec{\nabla} \cdot \vec{f} \quad (8)$$

où  $\Gamma$  est un paramètre d'amortissement. On a d'autre part les équations de propagation des champs électromagnétiques incident  $\vec{E}_1$  et de retour  $\vec{E}_2$  :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_i}{\partial z^2} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}_i}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}_i}{\partial t^2} \quad i = 1, 2 \quad (9)$$

avec  $\vec{P}_i$  le vecteur polarisation créé par les champs incidents et de retour dans le milieu, donné par :  $\vec{P}_i = \epsilon_0 \Delta \epsilon_r \vec{E}_i = \epsilon_0 \gamma_e \rho \vec{E}_i / \rho_0$ , avec  $\rho_0$  la densité du milieu en l'absence de champ. En introduisant les intensités  $I_i = 2n\epsilon_0 c |\vec{E}_i|^2$  (en W/m<sup>2</sup>), on peut se ramener [3] au système simple d'équations :

$$\frac{\partial I_1}{\partial z} = -g I_1 I_2 \quad \text{et} \quad \frac{\partial I_2}{\partial z} = -g I_1 I_2 \quad (10)$$

avec  $g$  donné par :

$$g = \gamma_e^2 \omega^2 / n c_s c^3 \rho_0 \Gamma_B \quad (11)$$

où  $\Gamma_B = q^2 \Gamma^1$ . Le paramètre  $g$ , exprimé en m/W, est le facteur d'amplification du retour Brillouin stimulé. D'autre part, on peut définir un gain associé au retour Brillouin. Considérons comme constante l'intensité du signal incident<sup>2</sup>, et supposons qu'un signal de rétrodiffusion soit amorcée par une fluctuation de densité en  $z = L$  (voir Fig.2a). L'équation 10 donne alors :

$$I_2(z) = I_2(L) e^{g I_1 (L-z)} \quad (12)$$

Pour  $z < L$ , le terme dans l'exponentiel est positif :  $g I_1 (L-z) > 0$ . On a donc une loi exactement inverse de celle de type absorption (loi de Beer-Lambert) : cette fois le signal est amplifié. On définit le gain d'amplification du signal de retour par :  $G = g I_1 L$ .

Un autre aspect de la diffusion Brillouin stimulée, évoquée dans l'introduction, est que le régime d'auto-stimulation du signal retour n'est atteint qu'au-delà d'un certain seuil de puissance incidente. Plus précisément, le processus d'amplification devient significatif au-delà d'une certaine valeur de gain  $G_{th}$ , dépendant directement de la puissance incidente, et qui peut être déterminé numériquement à partir des équations de propagation du son et du champ électromagnétique dans le milieu. Considérons maintenant un faisceau gaussien convergent dans le milieu, dont la taille au foyer est typiquement  $w_0$ . La "longueur d'interaction", c'est-à-dire la distance sur laquelle l'intensité du faisceau reste relativement importante au foyer, correspond typiquement à deux fois la longueur de Rayleigh. D'autre part, dans cette région, l'intensité typique est  $I = P/S$  avec  $P$  la puissance incidente et  $S = \pi w_0^2$  la section du faisceau au foyer. On a donc, pour  $G = G_{th}$  :

$$P_{th} = \frac{G_{th} \lambda}{2g} \quad (13)$$

Typiquement, pour les liquides organiques à température ambiante, tel que l'acétone par exemple, on a  $G_{th} \simeq 25$ . Pour l'acétone on a également  $g = 3.4 \cdot 10^{-10}$  m/W. Si le faisceau utilisé a longueur d'onde  $\lambda = 532$  nm, on trouve  $P_{th} = 0.2$  MW : de telles puissances ne peuvent être atteintes qu'avec des lasers pulsés.

## 5 Diffusion Brillouin stimulée dans l'acétone

### 5.1 Mesure du seuil Brillouin dans l'acétone

J'ai essayé, en avril-juin 2018 à l'occasion d'un stage sous la tutelle de Jules Grucker au Laboratoire Kastler Brossel, de réaliser de la diffusion Brillouin stimulée dans l'acétone. Nous

---

1. Pour des configurations particulières de diffusion Brillouin stimulée, où on cherche à amplifier un signal déjà existant plutôt que de générer un signal de retour, l'expression du gain est légèrement différente d'un facteur qui caractérise la résonance du signal de retour donc on impose la fréquence  $\omega_2$ , par rapport à la pulsation de résonance, favorable pour l'amplification, donnée par  $\omega'_2 = \omega_1 - \Omega$ .

2. Une telle approximation est valable au moins au début du processus où l'intensité du signal rétrodiffusé reste faible.

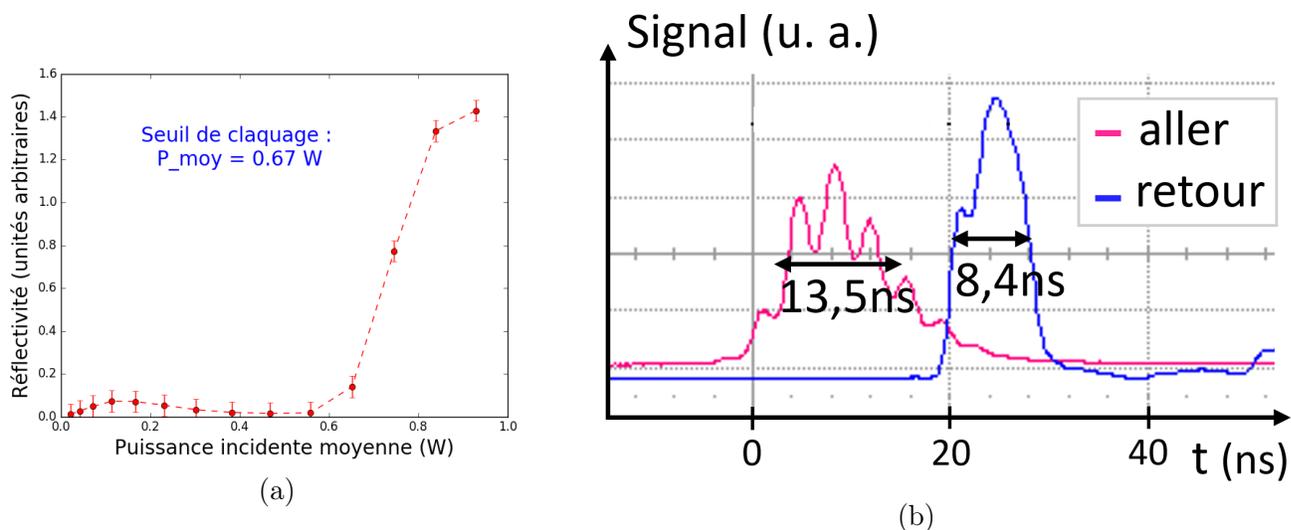


FIGURE 3 – (a) Courbe de réflectivité obtenue lors de l'expérience de retour Brillouin dans l'acétone en fonction de la puissance moyenne  $\bar{P}$  du faisceau incident. Du plasma est créé dans l'acétone à partir de  $\bar{P} = 0.67 \text{ mW}$  ; (b) Profil temporel du signal incident et du signal de retour Brillouin : on remarque une compression de la durée du pulse retour par rapport au pulse aller. Remarque : l'amplitude de chaque signal est présentée dans des unités arbitraires, ici indépendantes pour chacun des deux signaux.

avons placé une cellule remplie d'acétone (99.8%, AnalaR Normapur) à l'endroit de focalisation d'un faisceau laser pulsé, puis nous avons étudié le signal de retour à l'aide de la photodiode<sup>3</sup>. Nous avons fait varier la puissance du laser avec une lame demi-onde, permettant de distribuer la puissance. La puissance mesurée pour le faisceau incident est la puissance moyenne incidente  $\bar{P} = P\tau f$  avec  $\tau = 8 \text{ ns}$  la durée des pulses laser, et  $f = 20 \text{ Hz}$  la fréquence de répétition des pulses. Nous étions limités lors de cette expérience à une puissance moyenne incidente maximale de  $\bar{P} = 1 \text{ W}$  (soit  $P = 6.3 \text{ MW}$ ) afin de ne pas endommager les optiques.

Nous avons obtenu un signal très clair de retour pour un col de laser mesuré de  $123 (1) \mu\text{m}$  au point focal. Le signal a été recueilli et normalisé avec une fraction du signal incident. La courbe de réflectivité, en unités arbitraires, est présentée en Fig.3a : on observe une augmentation très marquée de la réflectivité aux alentours de  $0.6 \text{ mW}$ , ce qui correspond à une puissance instantanée  $P = 3.8 \text{ MW}$ . Cette valeur est assez proche de la puissance de seuil Brillouin dans l'acétone  $P = 4.4 \text{ MW}$ , calculée pour un laser de facteur de qualité  $M^2 = 22.3$ .

## 5.2 Profil temporel du retour

Nous nous sommes également intéressés au profil temporel du signal de retour Brillouin, présenté en Fig.3b ainsi que le profil du signal aller. L'enveloppe du pulse aller<sup>4</sup> a une largeur à mi-hauteur de  $13.5(4) \text{ ns}$ . Le profil de retour arrive à la photodiode avec un délai de  $8.2 \text{ ns}$ , qui correspond à une distance de parcourt de  $2.5 \text{ m}$ , ce qui est en accord avec la distance que parcourt ce signal par rapport à l'endroit où on prélève une partie du signal incident. De plus, on remarque que l'enveloppe du pulse retour est plus étroite, de largeur  $8.4(4) \text{ ns}$ . Ce phénomène de compression de pulse retour caractéristique de la diffusion Brillouin stimulée [4].

3. Réf. photodiode de mesure : "PDA36A-EC"

4. On observe des oscillations à l'intérieur de l'enveloppe du pulse, correspondant à la présence de plusieurs modes longitudinaux dans la cavité du laser CFR, qui est un laser multimode.

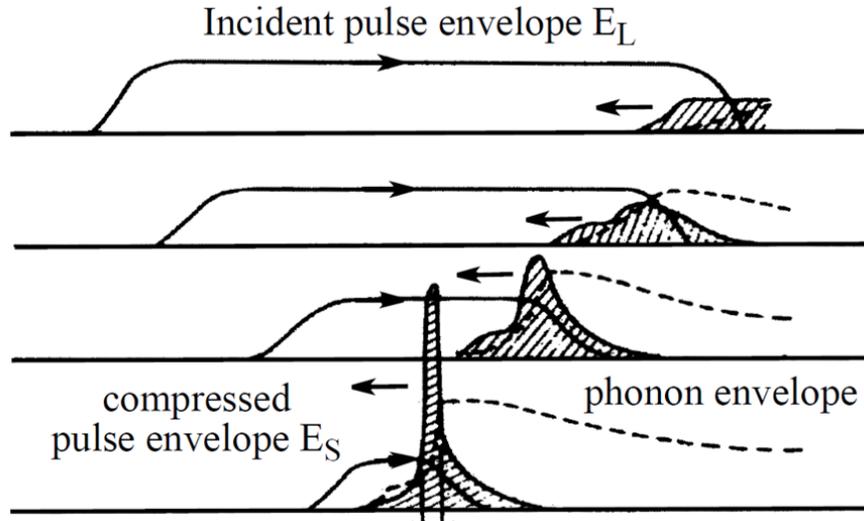


FIGURE 4 – Schéma explicatif de la compression du pulse par retour Brillouin : enveloppe du pulse incident en trait plein, enveloppe du réseau de phonon en traits pointillés, l’allure du signal de retour est représenté par la région hachurée. L’abscisse correspond à l’espace, les dessins successifs correspondent à des temps successifs.

En effet, lorsque l’onde acoustique se développe dans le milieu, l’enveloppe spatial des phonons s’étend rapidement et va à la rencontre de l’onde incidente [4]. Le faisceau incident est principalement réfléchi par la partie en amont de cette enveloppe. Le bord de l’enveloppe du réseau de phonon se propageant rapidement, l’enveloppe temporelle du signal de retour est plus étroite, et son amplitude est plus grande par conservation de l’énergie. La compression du pulse est d’ailleurs l’application principale de la diffusion Brillouin stimulée, qui présente comme avantage le fait de ne pas requérir de faisceau d’injection, d’être insensible aux inhomogénéités des optiques (rappelons en effet que le retour Brillouin est analogue à un miroir à conjugaison de phase), tout en offrant des efficacités de compression importantes. Des efficacités proches de 80% ont d’ailleurs déjà été obtenus pour comprimer des pulses d’un facteur 40, permettant de créer des pulses de quelques centaines de picosecondes [5, 6].

## 6 Conclusion

La diffusion Brillouin stimulée connaît un regain d’intérêt ces dernières années dans le domaine de la photonique, grâce au développement de sources laser plus adéquates (en terme de puissance et de cohérence), et représente une perspective pour la compression de pulses laser sans requérir à des techniques d’optique non-linéaires plus onéreuses en général. Ce phénomène représente également un moyen d’investigation des propriétés du milieu diffusant, l’étude du signal de retour permettant de déterminer à la vitesse de propagation des ondes acoustiques.

## Références

- [1] John Wilks. The properties of liquid and solid helium. 1967.
- [2] R. Zitoun L. Couture and Ch. Chahine. *Thermodynamique : cours, exercices et problèmes résolus*. Dunod, 1989.
- [3] Robert W Boyd. *Nonlinear optics*. Academic press, 2003.
- [4] David T Hon. Pulse compression by stimulated brillouin scattering. *Optics letters*, 5(12) :516–518, 1980.
- [5] MJ Damzen and MHR Hutchinson. High-efficiency laser-pulse compression by stimulated brillouin scattering. *Optics letters*, 8(6) :313–315, 1983.
- [6] Xiaozhen Xu, Chengyong Feng, and Jean-Claude Diels. Optimizing sub-ns pulse compression for high energy application. *Optics express*, 22(11) :13904–13915, 2014.