THÈSE PRÉSENTÉE

POUR OBTENIR LE GRADE DE

# DOCTEUR

# DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE : SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGENIEUR

SPÉCIALITÉ : LASER, MATIÈRE, NANOSCIENCES

Par **Paolo PARIS**

## Développement d'une source laser à salve impulsionnelle GHz basée sur un peigne de fréquence électro-optique : applications à l'acoustique ultrasonique.

Sous la direction de : **Giorgio SANTARELLI**
Co-directeur : **Éric CORMIER**

Soutenue le 18 juin 2026

Membres du jury :

| | |
|---|---|
| M. G.SANTARELLI, Ingénieur de Recherche, Université de Bordeaux | Directeur de thèse |
| M. E.CORMIER, Professeur des universités, Université de Bordeaux | Co-directeur de thèse |
| M. C.GLORIEUX, Professor, Katholieke Universiteit Leuven | Rapporteur |
| M. H.GUILLET DE CHATELLUS, Directeur de Recherche, Université de Rennes | Rapporteur |
| M. T.PEZERIL, Directeur de Recherche, Université de Rennes | Examinateur |
| M. S.DILHAIRE, Professeur des universités, Université de Bordeaux | Examinateur |

# Résumé

**Développement d'une source laser à salve impulsionnelle GHz basée sur un peigne de fréquence électro-optique : applications à l'acoustique ultrasonique**

**Résumé :** En se basant sur un peigne de fréquence électro-optique fabriqué dans notre laboratoire, nous avons développé une source laser impulsionnelle qui fournit des salves d'impulsions dont la cadence est continuellement réglable entre 11 GHz et 18 GHz. Le nombre d'impulsions par salve est d'au moins cinq. Cette source est utilisée pour générer des impulsions acoustiques et mesurer leur propagation par diffusion Brillouin temporelle (dite TDBS). La nouveauté est de remplacer l'excitation et la détection mono-impulsionnelles, communément utilisées dans les expériences de TDBS, par des salves d'impulsions optiques pour générer une onde acoustique à bande spectrale étroite et rendre la détection sensible à la fréquence. Pour mener cette étude, un montage pompe-sonde de TDBS a été construit au laboratoire avec la particularité de pouvoir basculer entre une source mono-impulsionnelle ou multi-impulsionnelle. Les mesures Brillouin mono-impulsionnelles réalisées sur divers matériaux ont permis de valider le montage expérimental. Les expériences multi-impulsionnelles montrent qu'un signal Brillouin peut être mesuré avec une excitation et une détection multi-impulsionnelles. Des mesures dans du verre de silice et un cristal de MgO (111) ont révélé qu'en variant la cadence des impulsions, l'amplitude des oscillations Brillouin change et atteint un maximum quand la cadence est égale à la fréquence Brillouin ou à l'une de ses sous-harmoniques. Augmenter le nombre d'impulsions par salve affine la sensibilité à la cadence. Ces résultats sont corroborés par une étude théorique de l'excitation et la détection multi-impulsionnelles. Les expériences et le modèle théorique montrent que remplacer une impulsion pompe unique par une salve d'impulsions moins intenses résulte en une amplitude Brillouin similaire. Un tel résultat pourrait avoir des applications intéressantes sur des échantillons sensibles, comme en biologie. L'ensemble de ces expériences valident le fonctionnement de l'expérience pompe-sonde multi-impulsionnelle en TDBS. Ils ouvrent la voie à des mesures acoustiques dans le domaine fréquentiel. Une application alternative du montage expérimental est la mesure de la précession magnétique par effet Kerr Magnéto-Optique (dite MOKE). Les premières expériences MOKE montrent que des mesures de précessions peuvent être réalisées dans le cas multi-impulsionnel.
**Mots-clés :** peigne de fréquence, diffusion Brillouin, acoustique picoseconde, sélectivité en fréquence

---

**Development of a GHz pulsed laser source based on an electro-optic frequency comb: applications in ultrasonic acoustics**

**Abstract:** Using an electro-optical frequency comb fabricated in our laboratory, we have developed a pulsed laser source that delivers bursts of pulses with a repetition rate continuously adjustable between 11 GHz and 18 GHz. Each burst contains at least five pulses. This source is used to generate acoustic pulses and measure their propagation via time-domain Brillouin scattering (TDBS). The novelty lies in replacing the single-pulse excitation and detection commonly used in TDBS experiments with bursts of optical pulses to generate a narrow-band acoustic wave and make the detection frequency-sensitive. To conduct this study, a TDBS pump-probe setup was constructed in the laboratory with the unique feature of being able to switch between a single-pulse and multi-pulse source. Single-pulse Brillouin measurements carried out on various materials validated the experimental setup. Multi-pulse experiments show that a Brillouin signal can be measured using multi-pulse excitation and detection. Measurements in silica glass and an (111) MgO crystal revealed that by varying the pulse rate, the amplitude of the Brillouin oscillations changes and reaches a maximum when the pulse rate equals the Brillouin frequency or one of its sub-harmonics. Increasing the number of pulses per burst enhances the sensitivity to pulse rate. These results are corroborated by a theoretical study of multi-pulse excitation and detection. Both the experiments and the theoretical model show that replacing a single pump pulse with a burst of less intense pulses results in a similar Brillouin amplitude. Such a result could have interesting applications on sensitive samples, such as in biology. Taken together, these experiments validate the operation of the multi-pulse pump-probe experiment in TDBS. They pave the way for acoustic measurements in the frequency domain. An alternative application of the experimental setup is the measurement of magnetic precession via the magneto-optical Kerr effect (known as MOKE). Initial MOKE experiments show that precession measurements can be performed in the multi-pulse case.

**Keywords:** frequency comb, Brillouin scattering, picosecond acoustics, frequency sensitive

---

**Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences (LP2N)**
UMR 5298, Université de Bordeaux, 33000 Bordeaux, France.

# Table des matières

**Remerciements** 1

**Introduction générale** 3

**1 Le peigne de fréquence électro-optique** 7
1.1 Introduction . . . 7
1.2 Le peigne de fréquence optique . . . 7
1.2.1 L'impulsion optique . . . 7
1.2.2 Le peigne de fréquence optique . . . 10
1.2.3 Applications des PFO . . . 12
1.2.4 Conclusion . . . 13
1.3 Le peigne de fréquence électro-optique . . . 14
1.3.1 L'effet électro-optique : l'effet Pockels . . . 14
1.3.2 Les modulateurs électro-optiques . . . 15
1.3.3 Génération d'un PFEO par modulation de phase . . . 17
1.3.4 Génération d'un PFEO par modulation d'amplitude . . . 21
1.3.5 Conclusion . . . 23
1.4 Notre source PFEO : GigaPico . . . 23
1.4.1 Fonctionnement de notre source GigaPico . . . 24
1.4.2 Caractéristiques de la source GigaPico . . . 27
1.4.3 Conclusion . . . 30
1.5 Conclusion . . . 30

**2 Acoustique picoseconde mono-impulsionnelle** 31
2.1 Introduction . . . 31
2.2 La diffusion Brillouin temporelle mono-impulsionnelle - Théorie . . . 31
2.2.1 Principe de la mesure de diffusion Brillouin temporelle . . . 31
2.2.2 Applications de la diffusion Brillouin temporelle . . . 36
2.2.3 Théorie de la TDBS - Génération de l'impulsion acoustique . . . 40
2.2.4 Théorie de la TDBS - Détection de l'impulsion acoustique . . . 46
2.2.5 Conclusion . . . 52
2.3 Le montage expérimental - La source laser . . . 52
2.3.1 Partie fibrée de la source laser . . . 53
2.3.2 Partie espace libre de la source laser . . . 60
2.3.3 Conclusion . . . 65
2.4 Le montage expérimental - La TDBS . . . 66
2.4.1 Montage expérimental du bras pompe . . . 66
2.4.2 Montage expérimental du bras sonde . . . 68
2.4.3 Conclusion . . . 70
2.5 Caractérisations acoustiques de divers échantillons . . . 72
2.5.1 Verre de Silice - $S_iO_2$ . . . 73

2.5.2 Oxyde de Gadolinium et de Scandium (110) - $GdScO_3$ (110) . . . 74
2.5.3 Cristaux GGG et SGGG . . . 75
2.5.4 Cristaux d'Oxyde de Magnésium - MgO . . . 77
2.5.5 Alumine - $Al_2O_3$ . . . 78
2.5.6 Titanate de Strontium (100) - $SrTiO_3$ . . . 80
2.5.7 $SmScO_3$ (110) . . . 80
2.5.8 Conclusion . . . 81
2.6 Conclusion . . . 82

**3 Acoustique picoseconde multi-impulsionnelle 83**
3.1 Introduction . . . 83
3.2 Introduction à la mesure pompe-sonde multi-impulsionnelle . . . 83
3.2.1 Principe de la méthode pompe-sonde multi-impulsionnelle . . . 83
3.2.2 Source laser pour le montage pompe-sonde multi-impulsionnel . . . 84
3.3 La mesure de TDBS multi-impulsionnelle . . . 84
3.3.1 Principe de l'expérience de TDBS multi-impulsionnelle . . . 86
3.3.2 État de l'art de l'acoustique picoseconde multi-impulsionnelle . . . 89
3.3.3 Conclusion . . . 95
3.4 La TDBS multi-impulsionnelle - Théorie . . . 96
3.4.1 Excitation multi-impulsionnelle . . . 96
3.4.2 Détection multi-impulsionnelle . . . 103
3.4.3 Combinaison de l'excitation et détection multi-impulsionnelles . . . 105
3.4.4 Conclusion . . . 109
3.5 La TDBS multi-impulsionnelle - Montage expérimental . . . 109
3.5.1 Partie fibrée de la source laser multi-impulsionnelle . . . 110
3.5.2 Partie espace libre de la source laser multi-impulsionnelle . . . 114
3.5.3 Conclusion . . . 117
3.6 Premières mesures de TDBS multi-impulsionnelles . . . 117
3.6.1 La propagation acoustique libre et cadence des impulsions . . . 117
3.6.2 Amplitude Brillouin et nombre d'impulsions . . . 127
3.6.3 Conclusion . . . 130
3.7 Mesures de TDBS multi-impulsionnelles autour de la fréquence Brillouin . . . 131
3.7.1 Le doubleur de cadence . . . 131
3.7.2 Amplitude Brillouin en fonction de la cadence . . . 134
3.7.3 Conclusion . . . 137
3.8 Augmentation du nombre de points . . . 137
3.8.1 Réduction du dépointage . . . 138
3.8.2 Mesures de TDBS multi-impulsionnelles dans le verre de silice . . . 138
3.8.3 Expérience de TDBS multi-impulsionnelle dans le MgO (111) . . . 140
3.8.4 Conclusion . . . 142
3.9 Conclusion et perspectives . . . 142
3.9.1 Conclusion . . . 142
3.9.2 Perspectives . . . 143

**4 La précession magnétique picoseconde multi-impulsionnelle 147**
4.1 Introduction . . . 147
4.2 La précession magnétique et l'effet Kerr magnéto-optique . . . 147
4.2.1 La précession magnétique . . . 147
4.2.2 L'effet Kerr magnéto-optique . . . 149
4.3 Mesures MOKE mono et multi-impulsionnelles . . . 150
4.3.1 Montage expérimental . . . 150

4.3.2 Mesures MOKE mono-impulsionnelles . . . 151
4.3.3 Mesures MOKE multi-impulsionnelles . . . 153
4.4 Conclusion . . . 156

**Conclusion générale** **157**

**A Les équations de Maxwell** **159**
A.1 Les équations de Maxwell . . . 159
A.2 Les opérateurs vectoriels . . . 160
A.3 L'équation de propagation du champ électrique . . . 162
A.3.1 Milieu sans charge libre . . . 162
A.3.2 Milieu homogène et isotrope . . . 162
A.3.3 Milieu non magnétique et électrique . . . 162

**B Transformées de Fourier de fonctions usuelles** **165**
B.1 Transformées de Fourier de fonctions usuelles . . . 165
B.1.1 Fonction gaussienne . . . 165
B.1.2 Fonction lorentzienne . . . 165
B.1.3 Fonction rectangle . . . 166
B.1.4 Fonction sécante hyperbolique . . . 166
B.2 Durées des impulsions et largeurs spectrales . . . 166

**C Ellipsoïde des indices d'un milieu anisotrope et effet Pockels** **167**
C.1 Propagation d'une onde plane mono-chromatique . . . 167
C.2 Ellipsoïde des indices d'un milieu anisotrope . . . 168
C.3 Tenseur de l'effet Pockels . . . 169

**D Théorie de l'élasticité et démonstration de l'impulsion acoustique - TDBS** **171**
D.1 Théorie de l'élasticité . . . 171
D.1.1 Le tenseur de déformation E . . . 171
D.1.2 Le tenseur de contrainte $\sigma$ . . . 172
D.1.3 L'équation de propagation acoustique . . . 173
D.2 Résolution mathématique de l'équation de propagation acoustique . . . 174
D.2.1 Fonction de Green temporelle . . . 174
D.2.2 Solution pour la fonction de Heaviside . . . 176

**E Démonstration de la détection - TDBS** **177**
E.1 Matrices de transfert . . . 178
E.1.1 Interface à $z_o$ : . . . 178
E.1.2 Propagation de $z_o$ à z+dz . . . 178
E.1.3 Interface à z+dz . . . 178
E.1.4 Propagation de z+dz à z . . . 178
E.1.5 Interface à z . . . 178
E.1.6 Matrice de transfert totale . . . 179
E.2 Coefficient de réflexion en amplitude de l'échantillon . . . 179

**F Protocole d'alignement et de réglage pour une mesure de TDBS** **181**
F.1 Aligner les faisceaux pompe et sonde . . . 181
F.2 Alignement de l'échantillon en incidence normale . . . 183
F.3 Alignement et réglages de la photo-diode balancée . . . 183
F.4 Optimisation de la superposition pompe-sonde . . . 185

**G Protocole de réglage du doubleur de cadence fibré** **187**
G.1 Premier réglage du doubleur avec un analyseur de spectre RF . . . . . 188
G.2 Deuxième réglage du doubleur avec un auto-corrélateur . . . . . 189

# Remerciements

Il faut savoir que cette thèse aurait été beaucoup plus difficile à mener sans nos collaborateurs de l'ANR : je souhaite donc tous chaleureusement les remercier car ils ont été d'une aide précieuse. Je tiens tout particulièrement à remercier Valentin Cherruault et Thomas Pezeril de l'Institut de Physique de Rennes (IPR, UMR 6251, Université de Rennes) sans qui nous n'aurions pas pu construire les montages expérimentaux de TDBS et MOKE et mettre en place les protocoles de mesure. Je remercie Jamal Ben Youssef et Nathan Beaulieu du Laboratoire des Sciences et Techniques de l'Information, de la Communication et de la Connaissance (Lab-STICC, UMR 6285, Université de Bretagne Occidentale) pour avoir fabriqué les échantillons acoustiques et magnétiques sur lesquels nous avons pu tester les mesures multi-impulsionnelles. Enfin, je tiens à remercier Madjid Anane du Laboratoire Albert Fert (UMR 137, Université Paris-Saclay) pour son expertise en spintronique.

Je tiens à remercier Hugues Guillet de Chatellus (avec qui j'ai eu le plaisir de travailler à Grenoble) de l'université de Rennes et Christ Glorieux de l'université catholique de Louvain pour le temps et l'attention qu'ils ont portés à mes travaux de thèse en acceptant d'être rapporteurs.

Je tiens aussi à remercier Thomas Pezeril de l'université de Rennes et Stefan Dilhaire l'université de Bordeaux d'avoir accepté d'être examinateurs dans mon jury de thèse.

Je remercie ma direction de thèse, Giorgio Santarelli et Eric Cormier, de m'avoir accordé leur confiance pour mener à bien ces travaux de recherche. Je m'estime très chanceux de les avoir rencontré et j'espère que ces années ont été riches scientifiquement et humainement pour vous.

Je souhaite remercier tous les membres de l'équipe "Systèmes Photoniques" avec qui j'ai eu des échanges passionnants et très constructifs tout au long de ma thèse : nos group meeting contribuent positivement à la vie scientifique de l'équipe.

Je tiens à remercier les ateliers mécanique, électronique et le fablab, sans qui nos travaux de recherche se seraient retrouvés bloqués à de multiple reprises : vos connaissances et savoir-faire sont vitaux pour la recherche.

Mes remerciements vont aussi à l'équipe administrative du LP2N qui est un soutient important de la recherche.

J'ai eu l'occasion de collaborer avec de nombreuses personnes pendant ma thèse : chacune a apporté sa pierre à l'édifice et je les remercie pour leurs conseils et aides. Je pense en particulier à Valérian, Lilia et Karim.

# Introduction générale

Quand apparaissent dans les années 60 les premières démonstrations expérimentales du laser [1], la communauté scientifique voit dans cette nouvelle source optique un nouvel outil pour étudier les interactions lumière-matières. En effet, un laser peut déclencher des processus physiques dans un système : on dit que c'est une *pompe*. Il peut aussi être utilisé pour mesurer les propriétés d'un milieu et détecter un phénomène physique : on dit alors que c'est une *sonde*. L'apparition du laser impulsionnel dans la même décennie a donné naissance à un nouveau type d'expérience d'interaction lumière-matière : l'expérience *pompe-sonde*. Le caractère impulsionnel fait que la perturbation physique peut être déclenchée à un instant donné avec une impulsion pompe, et son évolution temporelle mesurée avec une impulsion sonde retardée dans le temps.

Le domaine de la génération d'impulsions acoustiques a grandement bénéficié de l'avènement du laser impulsionnel. En 1963, R.M.White [2] a prédit que des impulsions acoustiques intenses pouvaient être générées dans un milieu compact avec une impulsion optique : la première démonstration expérimentale a été réalisée en 1984 par C.Thomsen *et al.* [3]. Les expériences pompe-sonde acoustiques permettent de mesurer les propriétés acoustiques et mécaniques d'un milieu : il existe une multitude de variations de cette expérience qui se différentient par le processus de génération de l'impulsion acoustique et par la manière dont elle est détectée par la sonde.

Dans les travaux de recherche présentés dans ce mémoire, la version de l'expérience pompe-sonde acoustique étudiée est la *diffusion Brillouin temporelle* (Time Domain Brillouin Scattering, TDBS) : l'impulsion acoustique est générée par absorption d'une impulsion pompe et est détectée par rétro-diffusion Brillouin d'une impulsion sonde sur le front acoustique [4]. Comme montré dans la fig.1, elle permet de mesurer les propriétés acoustiques d'un milieu pour des fréquences allant de quelques GHz à la centaine de GHz [5].

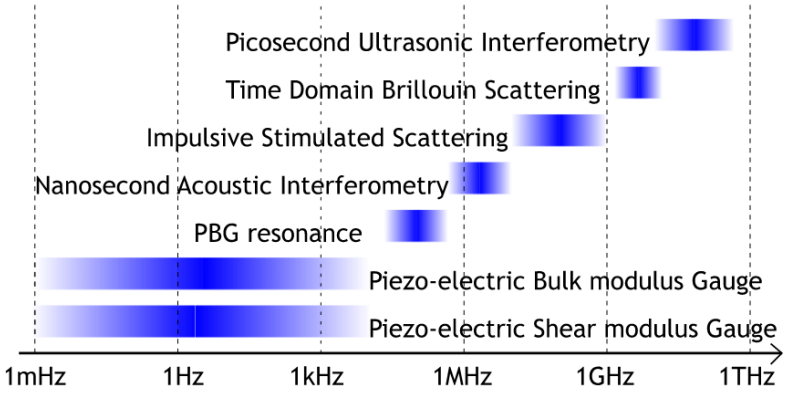


FIGURE 1 – Bandes fréquentielles étudiées par les différentes expériences de caractérisation acoustique. Figure extraite de [5].

Le spectre de l'impulsion acoustique générée étant large, plusieurs techniques pour générer des ondes acoustiques à bande spectrale fine (narrow-band en anglais) ont été développées afin de

sonder les structures et dynamiques d'un milieu en fonction de la fréquence acoustique.

L'une des solutions les plus récente pour générer de telles ondes acoustiques est de remplacer l'unique impulsion optique pompe par une salve d'impulsions pour générer un train d'impulsions acoustiques. La plupart des systèmes optiques utilisés reposent sur la division d'une impulsion unique en plusieurs impulsions plus ou moins retardées : il s'agit d'un *entrelaceur d'impulsions*. Ces systèmes sont efficaces et ont permis des avancées majeures en acoustique picoseconde, cependant, ils présentent plusieurs limites. La première est que le nombre d'impulsions par salve est souvent fixe, ce qui rend difficile le contrôle de la largeur spectrale acoustique. La deuxième limite concerne le fait que l'enveloppe de la salve d'impulsions optiques est rarement plate, ce qui ne permet pas une génération acoustique uniforme dans le temps. Enfin, les impulsions en sortie de l'entrelaceur sont souvent éclatées dans l'espace, rendant ainsi leur utilisation pour la détection impossible.

Ainsi, si nous trouvons le moyen de créer une source capable de générer des salves relativement plates d'impulsions optiques colinéaires dont la cadence et le nombre sont continuellement réglables, nous pourrons l'utiliser dans une expérience de TDBS pour réaliser une génération acoustique et une détection avec des salves d'impulsions, cette dernière étant une nouveauté.

Nous proposons donc dans ce manuscrit de mettre au point une telle source laser en ayant recours aux peignes de fréquences électro-optiques (PFEO) [6]. Cette source laser est un candidat idéal car elle génère un train d'impulsions laser de cadence continuellement réglable. Aussi, elle peut être facilement intégrée dans un montage fibré pour y découper des salves d'impulsions et les mettre en forme. De cette manière, les propriétés des salves d'impulsions peuvent être contrôlées. Les salves générées pourront ensuite être utilisées dans une expérience de TDBS dans laquelle la pompe et la sonde sont multi-impulsionnelles : ces mesures serviront à valider le concept de l'expérience de TDBS multi-impulsionnelle.

Les objectifs des travaux de recherche sont les suivants :

1. Mettre au point une source laser générant des salves d'impulsions dont la cadence et le nombre sont continuellement réglables ;
2. Construire une expérience de TDBS et valider son fonctionnement classique ;
3. Valider l'utilisation de salves d'impulsions comme pompe et sonde dans l'expérience de TDBS ;
4. Étudier l'impact des salves d'impulsions sur le signal mesuré dans l'expérience de TDBS ;

Les expériences de TDBS réalisées avec les salves d'impulsions optiques servent à valider le fonctionnement de l'expérience pompe-sonde pour préparer des mesures de précession magnétique avec l'effet Kerr Magnéto-Optique (Magneto-Optical Kerr Effect, MOKE).

Ces travaux de recherche s'inscrivent dans un programme ANR qui est une collaboration avec Valentin Cherruault et Thomas Pezeril de l'Institut de Physique de Rennes (IPR, UMR 6251, Université de Rennes), Madjid Anane du Laboratoire Albert Fert (UMR 137, Université Paris-Saclay) et Jamal Ben Youssef et Nathan Beaulieu du Laboratoire des Sciences et Techniques de l'Information, de la Communication et de la Connaissance (Lab-STICC, UMR 6285, Université de Bretagne Occidentale).

Le plan du manuscrit est le suivant :

- Le premier chapitre est une introduction aux peignes de fréquences électro-optiques (PFEO). Un bref rappel des concepts et notions sur les impulsions optiques et les peignes de fré-

quence y est donné. Le principe de fonctionnement d'un PFEO est brièvement expliqué et les caractéristiques de notre source PFEO, appelée GigaPico, sont présentées.

- Dans le deuxième chapitre, nous introduisons l'expérience de TDBS classique, c'est-à-dire quand la génération acoustique et la détection sont chacune réalisée avec une impulsion optique unique. Une étude théorique de l'expérience accompagne une caractérisation complète du montage expérimental créé au laboratoire. Le chapitre se termine par la mesure de la célérité acoustique de divers échantillons solides afin de valider le fonctionnement de l'expérience de TDBS et ce afin de préparer les mesures avec les salves d'impulsions.
- Le troisième chapitre présente les expérience de TDBS réalisées avec des salves d'impulsions pompe et sonde. Le principe de l'expérience est expliqué et accompagné d'une étude théorique. Des mesures réalisées dans du verre de silice sont présentées pour valider l'expérience.
- Le dernier chapitre est une ouverture expérimentale : une brève explication des mesures de précession magnétique par effet Kerr magnéto-optique (MOKE) est donnée. Les premières mesures MOKE classiques et avec des salves d'impulsions sont présentées.

# Chapitre 1

# Le peigne de fréquence électro-optique

## 1.1 Introduction

Comme expliqué dans l'introduction générale, les peignes de fréquence électro-optiques (PFEO) ont plusieurs propriétés qui les rendent intéressants pour obtenir une source laser qui génère des salves d'impulsions : la cadence d'un PFEO est continuellement réglable et son contrôle RF facilite la manipulation du train d'impulsions pour y découper des salves.

Ce chapitre est donc une introduction aux PFEO et à la source PFEO utilisée dans nos expériences d'acoustique picoseconde. L'objectif est de fournir un ensemble de connaissances et d'outils suffisants pour se familiariser avec les PFEO.

La première partie traite des principales caractéristiques d'un peigne de fréquences optiques (PFO) et des impulsions optiques avec un bref état de l'art des applications des PFO. Un PFEO étant généré avec des modulateurs de phase et d'amplitude électro-optiques, la deuxième partie est consacrée à l'explication de l'effet électro-optique et à son utilisation pour créer des modulateurs. La dernière partie est dédiée à notre source laser, appelée GigaPico : son fonctionnement et caractéristiques y sont détaillés.

## 1.2 Le peigne de fréquence optique

Cette partie introduit les PFO, après un rappel sur les impulsions optiques. Un bref état de l'art des applications des PFO y est introduit.

### 1.2.1 L'impulsion optique

La source laser utilisée dans nos expériences est impulsionnelle, ce qui signifie qu'elle émet des *impulsions optiques* : le champ électrique d'une telle source n'existe que pendant une durée finie et courte. La forme de l'impulsion est décrite par *l'enveloppe temporelle*, une fonction complexe notée A. Le champ électrique d'une impulsion a pour expression :

$$E(t,\vec{r}) = A(t)E_o e^{i(\omega_p t - \vec{k}_p.\vec{r})} \tag{1.1}$$

L'enveloppe multiplie une onde plane monochromatique d'amplitude $E_o$, de fréquence angulaire $\omega_p = 2\pi\nu_p$ et de vecteur d'onde $k_p$ : il s'agit de la *porteuse* de l'impulsion optique. La norme de l'enveloppe $|A(t)|$ correspond à la forme de l'impulsion optique : il s'agit de son *amplitude*. L'argument $\Phi_A(t) = \arg(A(t))$ de A est la *phase instantanée* de l'enveloppe et correspond à la variation temporelle de la phase dans l'impulsion. Un exemple de champ électrique d'une impulsion optique est tracé dans la fig.1.1(a).

La puissance de l'impulsion est proportionnelle au carré de la norme du champ électrique :

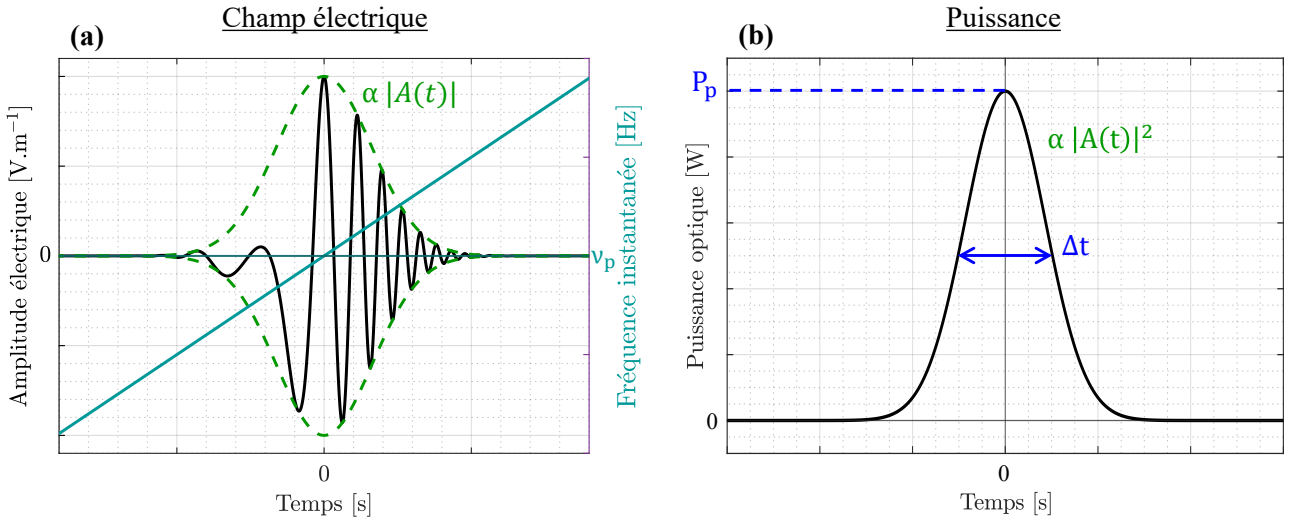


FIGURE 1.1 – **(a)** Exemple de champ électrique d'une impulsion optique dans laquelle la phase instantanée varie dans le temps : le chirp est positif. **(b)** Évolution de la puissance optique de l'impulsion avec ses principales caractéristiques : $P_p$ puissance crête, $\Delta t$ durée à mi-hauteur.

$$P(t) \propto |E(t,\vec{r})|^2 = |A(t)|^2 |E_o|^2 \tag{1.2}$$

La puissance maximale $P_p$ est la *puissance crête* et la durée de l'impulsion $\Delta t$ est définie comme la largeur à mi-hauteur de $|A(t)|^2$ (cf fig.1.1(b)). Comme le montre le champ électrique de la fig.1.1(a), une variation de la phase $\Phi_A$ de l'impulsion introduit une variation de la *fréquence instantanée* du champ (en Hz). Cette dernière est définie comme la dérivée temporelle de la phase instantanée $\Phi(t)$ du champ électrique :

$$\nu(t) = \frac{1}{2\pi}\frac{\partial \Phi}{\partial t}(t) = \nu_p + \frac{1}{2\pi}\frac{\partial \Phi_A}{\partial t}(t) \tag{1.3}$$

Si la dérivée temporelle de $\Phi_A$ n'est pas constante, on dit que l'impulsion est *chirpée* : ses différentes composantes fréquentielles ne sont pas en phase (cas de la fig.1.1(a)). La variation de la fréquence instantanée dans le temps est quantifiée par le *chirp instantané* (en $Hz.s^{-1}$), défini comme la dérivée temporelle de la fréquence instantanée :

$$c(t) = \frac{\partial \nu}{\partial t}(t) = \frac{1}{2\pi}\frac{\partial^2 \Phi_A}{\partial t^2}(t) \tag{1.4}$$

Quand c est positif, les basses fréquences sont en avance par rapport aux hautes et vice versa quand c est négatif. Quand le chirp est non nul, l'impulsion est étirée ce qui a pour conséquence d'augmenter sa durée $\Delta t$. En compensant le chirp, c'est-à-dire en mettant en phase toutes les composantes fréquentielles, l'impulsion est de durée minimale : on dit qu'elle est dans la *limite de Fourier*. Une telle action est appelée *compression* et elle est réalisée avec un compresseur.

Jusqu'à ce point, l'impulsion optique est étudiée dans le domaine temporel. Cependant, sa caractérisation se fait aussi dans le domaine spectral avec son *spectre*. Ce dernier, noté $\tilde{E}$, est calculé avec la *transformée de Fourier temporelle* du champ électrique. Dans le cas de l'impulsion optique, l'expression du spectre est déduite de celle du champ électrique de l'Eq.1.1 :

$$\tilde{E}(\nu,\vec{r}) = E_o e^{-i\vec{k}_p.\vec{r}} \tilde{A}(\nu - \nu_p) \tag{1.5}$$

$\tilde{A}$ est la transformée de Fourier de l'enveloppe temporelle. L'argument $\arg(A(\nu-\nu_p))$ est la *phase spectrale* (en rad) de l'impulsion et $|A(\nu-\nu_p)|^2$ est son *spectre de puissance* (en $W.Hz^{-1}$) : c'est cette dernière grandeur physique qui est mesurée par un spectromètre. Un exemple de spectre est tracé dans la fig.1.2.

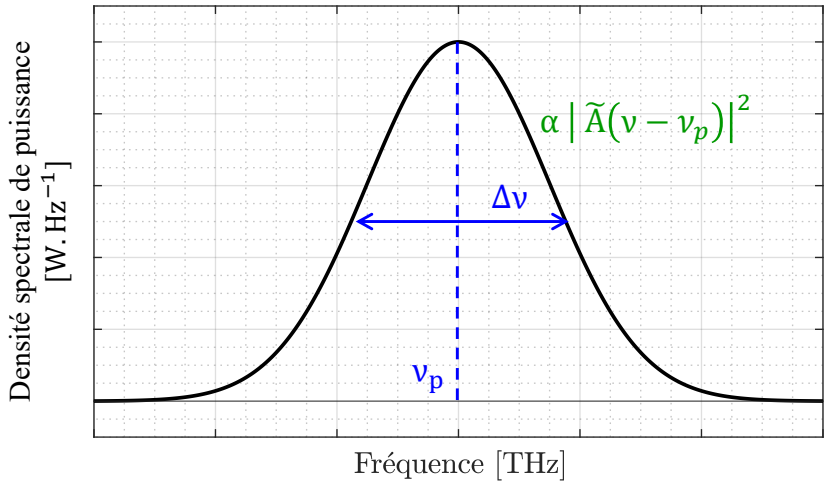


FIGURE 1.2 – Exemple de spectre de puissance d'une impulsion optique. $\Delta\nu$ : largeur à mi-hauteur, $\nu_p$ : fréquence centrale.

Le spectre est caractérisé par sa largeur à mi-hauteur $\Delta\nu$ qui est couplée à la durée $\Delta t$ de l'impulsion dans la limite de Fourier par la relation suivante :

$$\Delta t \Delta\nu = \text{constante} \tag{1.6}$$

Plusieurs exemples canoniques d'impulsions avec leurs transformées de Fourier, durées à mi-hauteur et largeurs spectrales sont donnés dans l'annexe B.

**La dispersion optique**

Quand une impulsion se propage dans un milieu matériel, il y a une propriété importante à prendre en compte : *la dispersion optique*. Il s'agit de la variation de l'indice optique du milieu en fonction de la fréquence optique [7]. Dans un tel milieu, les différentes composantes fréquentielles de l'impulsion optique ne se propagent pas à la même vitesse de phase ce qui modifie la forme et la durée de l'impulsion. Pour modéliser ce phénomène, la norme du vecteur d'onde $||\vec{k}||$ est exprimée en fonction de la fréquence angulaire $\omega$ par un développement de Taylor autour de la porteuse $\omega_p$ :

$$||\vec{k}(\omega)|| = \sum_{q=0}^{+\infty} \frac{1}{q!} \frac{\partial^q ||\vec{k}||}{\partial \omega^q} (\omega_p)(\omega - \omega_p)^q \tag{1.7}$$

Chaque exposant q représente un *ordre de dispersion*. L'ordre 0 est un déphasage constant pour toutes les composantes fréquentielles. L'ordre 1 $\frac{\partial ||\vec{k}||}{\partial \omega}(\omega_p)$ est l'inverse de la *vitesse de groupe* $v_g$ (en m.s$^{-1}$) évaluée à la porteuse. Le terme $\beta = \frac{1}{2}\frac{\partial^2 ||\vec{k}||}{\partial \omega^2}(\omega_p)$ est le coefficient de dispersion d'ordre 2 (ou GDD, Group Delay Dispersion) (en ps.GHz$^{-1}$.km$^{-1}$) : il correspond à une variation linéaire de la vitesse de groupe en fonction de la fréquence. Quand $\beta > 0$ le milieu est dit à dispersion normale : la vitesse de groupe diminue quand la fréquence augmente. Quand $\beta < 0$ le milieu est dit à dispersion anormale : la vitesse de groupe augmente quand la fréquence augmente. Cet ordre de dispersion est très utilisé pour étirer ou compresser des impulsions dans les fibres optiques. Le coefficient $\beta$ existe sous une autre forme plus commune dans laquelle la dispersion est exprimée en fonction de la longueur d'onde (en ps.nm$^{-1}$.km$^{-1}$) :

$$D_\lambda = \frac{\partial 1/v_g}{\partial \lambda}(\omega_p) = \frac{-2\pi c}{\lambda^2}\beta \tag{1.8}$$

où c = 299 792 458 m.s$^{-1}$. Par exemple, ce coefficient vaut -33.687 ps.nm$^{-1}$.km$^{-1}$ dans le verre de silice à 1030 nm. Dans la plupart des matériaux, la dispersion est développée jusqu'à l'ordre 2 car les ordres supérieurs sont négligeables.

### 1.2.2 Le peigne de fréquence optique

Après avoir décrit l'impulsion optique, nous passons au *peigne de fréquence optique* (PFO) : c'est une source laser dont le spectre est composé d'un ensemble de raies séparées de la même quantité. Dans le domaine temporel, le champ électrique d'un PFO s'exprime comme la répétition périodique d'un motif quelconque. Ainsi, en reprenant l'expression générale de l'impulsion optique A, le champ électrique du PFO peut s'écrire de la façon suivante :

$$E(t,\vec{r}) = E_o e^{i(\omega_p t - \vec{k}_p.\vec{r})} A * \text{⨿}_{T_R}(t) \tag{1.9}$$

Le symbole $\text{⨿}_{T_R}$ est le peigne de diracs de période $T_R = 1/f_R$, $f_R$ étant la *cadence* du PFO. Deux exemples de champs électriques d'un PFO sont tracés dans la fig.1.3.

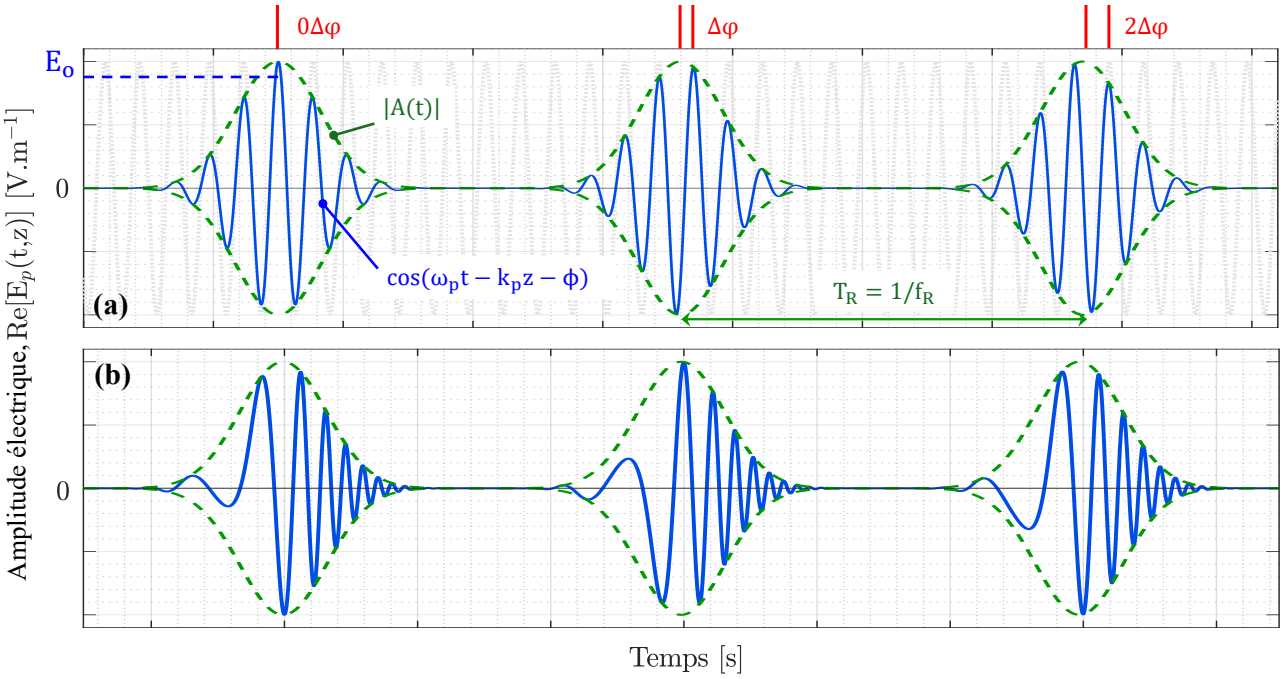


FIGURE 1.3 – Exemples de champs électriques de deux PFO écrits comme une répétition périodique d'une impulsion **(a)** sans chirp et **(b)** avec chirp. Le décalage enveloppe-porteuse est représenté en rouge dans le graphique **(a)**.

Le champ électrique tracé dans la fig.1.3(a) est celui d'un PFO dont le chirp est nul. Il met en évidence le fait qu'à chaque apparition d'une impulsion, le déphasage entre la porteuse et l'impulsion change : il s'agit du *décalage enveloppe-porteuse*, représenté en rouge dans la fig.1.3(a). Il est la conséquence du fait que la fréquence de la porteuse $\nu_p$ n'est pas un multiple entier de la cadence des impulsions $f_R$. Ces fréquences étant constantes, le déphasage qui s'ajoute à chaque impulsion est toujours le même et est noté $\Delta\phi$. Dans sa forme la plus générale, les impulsions sont chirpées, comme dans la fig.1.3(b).

Dans le domaine spectral, la transformée de Fourier du champ électrique 1.9 a pour expression :

$$\tilde{E}(\nu,\vec{r}) = E_o e^{-i\vec{k}_p.\vec{r}} \tilde{A}(\nu-\nu_p) f_R \text{⨿}_{f_R}(\nu-\nu_p) \tag{1.10}$$

On en déduit le spectre de puissance et la phase spectrale :

$$\begin{cases} |\tilde{E}(\nu,z)|^2 = f_R^2 |E_o|^2 |\tilde{A}(\nu-\nu_p)|^2 \text{⨿}_{f_R}(\nu-\nu_p) \\ \Phi_E(\nu,z) = -k_p z \text{⨿}_{f_R}(\nu-\nu_p) \end{cases} \tag{1.11}$$

On constate que le spectre est un peigne de fréquence dont les raies sont espacées de la cadence $f_R$. Les fréquences qui le composent sont quantifiées et leurs valeurs sont fixées par la relation suivante :

$$\nu = \nu_o + q f_R,\ q \in \mathbb{N} \tag{1.12}$$

C'est la forme la plus courante de la relation. L'entier q est appelé *l'ordre* de la fréquence, ou du mode. Toutes les fréquences sont décalées d'une même constante $\nu_o$ appelée la *fréquence du décalage enveloppe-porteuse* définie par la relation suivante :

$$\nu_o = \frac{\Delta\phi}{2\pi} f_R \tag{1.13}$$

Elle est la conséquence du décalage enveloppe-porteuse mis en évidence dans la fig.1.3(a). Un spectre typique de PFO est tracé dans la fig.1.4.

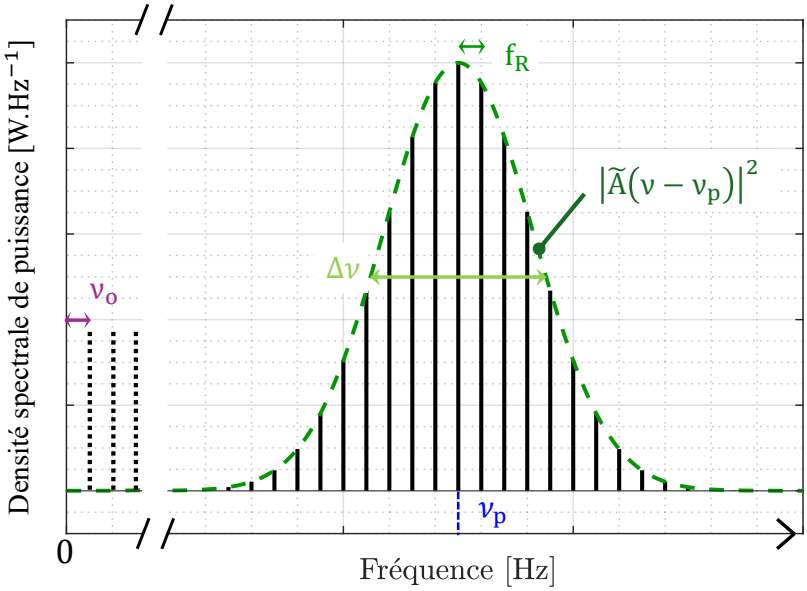


FIGURE 1.4 – Forme typique d'un spectre de puissance d'un PFO. $\nu_p$ : fréquence de la porteuse, $\nu_o$ : fréquence décalage enveloppe-porteuse, $f_R$ : cadence du PFO, $\Delta\nu$ : largeur à mi-hauteur du spectre.

Comme le montre la fig.1.4, les raies du spectre d'un PFO sont contenues dans le spectre de l'enveloppe temporelle A ($|\tilde{A}|^2$ dans la fig.1.4). Les raies du spectre de la fig.1.4 sont de largeur nulle car le modèle ne prend pas en compte le bruit. En effet, dans la réalité, un PFO est soumis au bruit de phase [8], à la gigue temporelle (jitter en anglais) [9] et au bruit d'amplitude [10]. Ils ont pour effet d'élargir les modes du spectre [11, 12] : s'ils venaient à être trop intenses, le PFO perdrait sa cohérence et sa forme de peigne.

Il existe trois types de sources de PFO : les lasers à blocage de mode (MLL), les micro-résonateurs et les peignes de fréquences électro-optiques (PFEO). Elles se distinguent par le processus physique qui génère le PFO. Le MLL utilise le *verrouillage de modes* [12-15], le micro-résonateur combine la sélectivité en fréquence d'une micro-cavité avec des processus non linéaires d'ordre 3 [16-18] et les PFEO sont basés sur la modulation de phase et d'amplitude d'une source CW par des modulateurs électro-optiques [19, 20]. La cadence des MLL est de l'ordre du MHz au GHz, celle des PFEO de l'ordre de la dizaine de GHz et celle des micro-résonateurs est entre la dizaine de GHz et le THz. Le PFO utilisé dans nos expériences est le PFEO car il permet de facilement régler continuellement la cadence et est simple à intégrer à un montage fibré.

### 1.2.3 Applications des PFO

Un bref état de l'art des applications des PFO est présenté : le but est de montrer la diversité des domaines scientifiques dans lesquels ils sont utilisés. L'état de l'art se base principalement sur les revues [19-22], l'ouvrage "Femtosecond optical frequency comb technology : principle, operation and application" de J.Ye et S.T.Cundiff [23] et la conférence "Why would I need an optical frequency comb" présentée par D.Schmidt de l'entreprise Menlo Systems [24].

Les PFO sont historiquement liés à la mesure précise de fréquences optiques (entre 100 THz et 700 THz). En effet, la communauté scientifique a été confrontée à la nécessité de mesurer avec plus de précision le temps. Par exemple, la 17ème conférence générale des poids et mesures de 1983 [25] ayant redéfini le mètre comme la distance parcourue par la lumière pendant 1/299 792 458 s, la précision et résolution des mesures du temps sont devenues cruciales. Les horloges atomiques basées sur des transitions GHz (comme celle du Césium 133 à 9.192631770 GHz) n'étant pas suffisamment précises, il est devenu nécessaire d'utiliser une transition atomique de plus haute fréquence. La première idée pour mesurer ces hautes fréquences a été de les diviser avec une *chaîne de fréquence harmonique* [26] pour les ramener dans le domaine RF car simple à mesurer avec précision. Cependant, de telles chaînes sont très imposantes et rigides car adaptées à une seule transition atomique. Quand en 1964 L.E.Hargrove *et al* ont construit le premier PFO [27], de nombreuses personnes ont vu dans ces sources des "règles fréquentielles" pour mesurer une fréquence optique. Parmi elles, T.W.Hänsch et J.L.Hall ont joué un rôle important dans le développement de cette nouvelle méthode de mesure [28, 29] (prix Nobel de physique de 2005). La preuve de concept a été réalisée par J.N.Eckstein *et al.* en 1978 [30]. Aujourd'hui, la mesure de fréquences optiques avec des PFO s'est largement démocratisée et permet d'atteindre une incertitude relative de l'ordre de $10^{-18}$ [22]. Des *horloges atomiques optiques* ont pu être développées et la mesure du temps est devenue très précise au point d'ouvrir l'étude de la possible variation des constantes fondamentales de la physique [31].

Les PFO ont donné naissance à de nouvelles techniques de spectroscopie pour caractériser diverses espèces dans des bandes fréquentielles allant de l'Infrarouge (IR) à l'Ultraviolet (UV), qui étaient jusque-là difficiles d'accès. Parmi ces techniques, nous pouvons citer la *spectroscopie directe à PFO* [32] et la *spectroscopie à double PFO* [33, 34]. Les PFO ont drastiquement amélioré la précision, sensibilité et rapidité des mesures en spectroscopie. On trouve des applications dans de très nombreux domaines comme l'étude de l'évolution de la composition chimique d'un milieu en temps réel [35], la spectroscopie LIDAR (Light Detection And Ranging) [36], la surveillance des émissions de gaz à effet de serre [37], la spectroscopie à deux photons [38], la spectroscopie moléculaire [39], l'analyse de l'air issue de la respiration humaine [40], l'étude d'atomes froids [41] etc.

L'une des applications les plus remarquables des PFO est la calibration des spectrographes astronomiques. En astronomie, le spectre de la lumière en provenance d'un corps céleste contient de nombreuses informations qui permettent de mesurer sa composition chimique [42, 43], son mouvement [44], d'étudier la matière noire [45], de détecter des exoplanètes [46-48] etc. Toutes ces études nécessitent une très grande précision et stabilité des mesures de spectre. Pour répondre à ces exigences, un PFO est utilisé comme référence pour calibrer les spectrographes [43, 49] : chaque mode du PFO est une fréquence connue qui sert de repère. De cette manière, les mesures de spectres astronomiques sont plus précises et répétables.

Un domaine ayant fortement bénéficié du développement des PFO est celui des sources micro-ondes à bas bruit. En mesurant avec une photodiode un train d'impulsions ou un battement d'interférence entre les modes d'un PFO, on obtient un signal RF dont les propriétés fréquentielles et de bruit sont celles du PFO. De cette manière, il est possible de créer des sources RF monochromatiques bas bruit et de fréquence réglable [22, 50-52]. Le PFO constitue un lien entre la photonique et les micro-ondes qui forme un domaine plus large appelé la *photonique micro-onde* [53, 54].

Il existe de nombreux autres domaines dans lesquels les PFO sont utilisés. On peut citer par

exemple les LIDAR pour mesurer la distance à laquelle se trouve un objet [55, 56], la télécommunication avec le multiplexage [57] et le camouflage (cloaking) [58, 59] etc. Pour résumer, l'apparition des PFO a permis des avancées dans de très nombreux domaines de recherche fondamentale et applicative. Le développement des PFO est intimement lié à la mesure précise de fréquences optiques et donc à la spectroscopie. Du fait du nombre conséquent d'applications des PFO, cet état de l'art n'est pas exhaustif. Afin d'en donner une vision plus complète, le schéma de la fig.1.5 résume les principaux domaines dans lesquels sont utilisés les PFO.

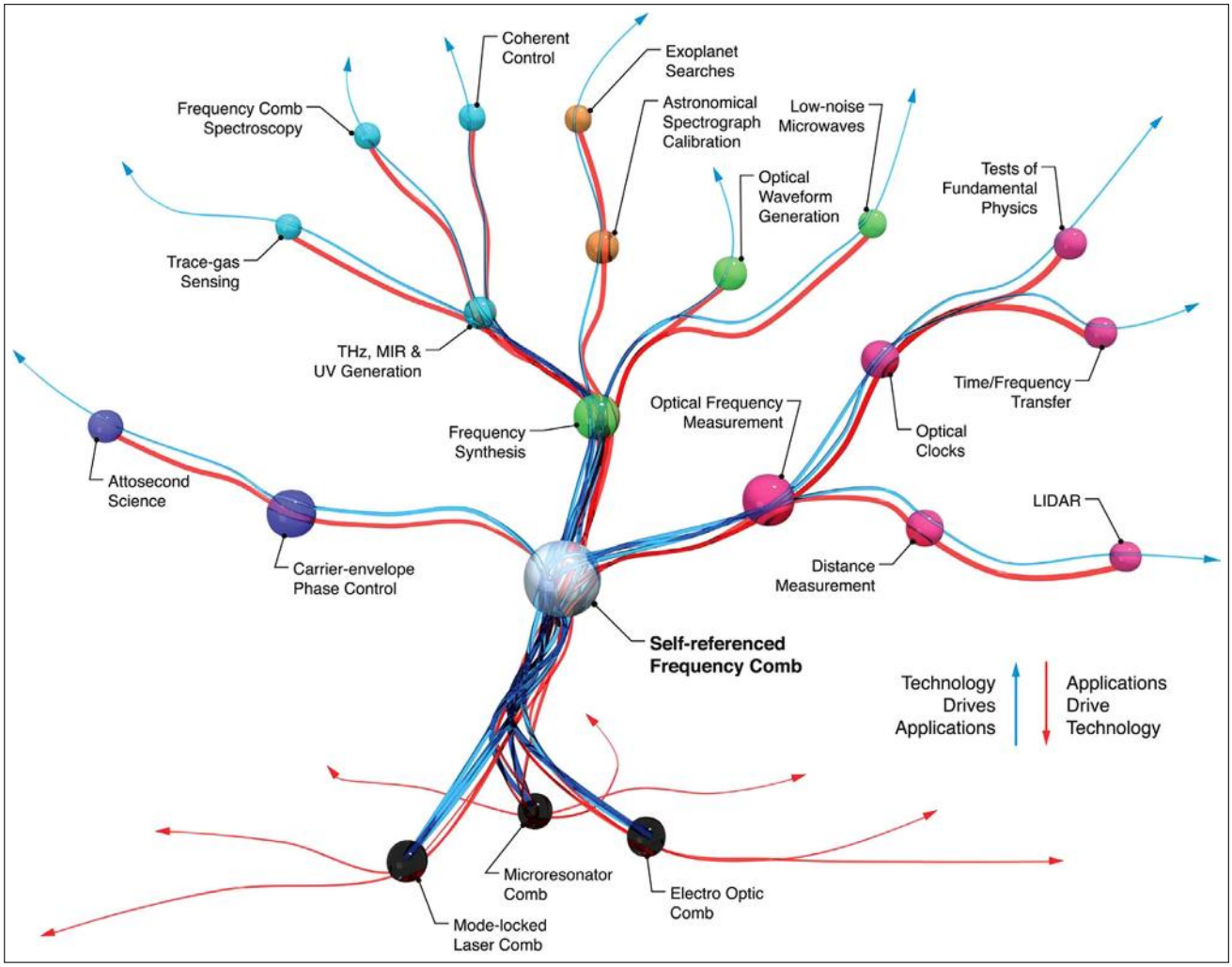


FIGURE 1.5 – Représentation arborescente des applications des PFO avec les trois types de sources. Figure extraite de la référence [20].

### 1.2.4 Conclusion

Pour conclure cette partie, nous avons vu qu'une impulsion optique est caractérisée par son enveloppe temporelle et son spectre. Dans sa forme la plus générale, elle présente une variation d'amplitude et de phase. Un Peigne de Fréquences Optique (PFO) est une source laser dont le spectre est composé d'un ensemble fini de raies, toutes espacées de la même quantité qui est la cadence du PFO. Dans le domaine temporel, le PFO est une répétition périodique d'un motif quelconque qui peut être d'amplitude, de phase ou les deux en même temps. Il existe trois sources de PFO : les lasers à verrouillage de modes (MLL), les micro-résonateurs et les PFO électro-optiques (PFEO). C'est cette dernière source qui est utilisée dans nos travaux de thèse. Les PFO ont de très nombreuses applications dans divers domaines. Ils sont historiquement liés à la mesure précise de fréquences optiques.

## 1.3 Le peigne de fréquence électro-optique

Cette partie introduit les concepts de base relatifs aux peignes de fréquences électro-optiques (PFEO). Nous présentons d'abord l'effet Pockels, puis nous montrons comment il permet de réaliser des modulateurs de phase et d'amplitude. Enfin, nous expliquons comment ces modulateurs peuvent être utilisés pour générer un PFO.

### 1.3.1 L'effet électro-optique : l'effet Pockels

L'*effet électro-optique* désigne généralement la modification de l'indice optique d'un milieu sous l'influence d'un champ électrique statique ou quasi-statique [60]. Il existe une multitude de procédés physiques à l'origine de cet effet : nous nous concentrons uniquement sur l'*effet Pockels*. Il correspond au cas où la variation de l'indice optique est proportionnelle à l'amplitude du champ électrique appliqué. Ainsi, si l'indice optique du milieu sans perturbation est noté $n_o$, l'indice optique n avec champ électrique a pour expression :

$$n = n_o + \alpha E \tag{1.14}$$

où $\alpha$ est un nombre réel constant. Ce phénomène a été découvert en 1883 par W.C.Röntgen [61] et A.Kundt [62] dans un cristal de quartz. Il fut théorisé et expliqué par F.Pockels en 1889 [63]. Pour modéliser l'effet Pockels, on considère un milieu anisotrope traversé par une onde électromagnétique de *champ de densité électrique* $\vec{D} = ||\vec{D}||\hat{d}$, où $\hat{d}$ est un vecteur unitaire de coordonnées $d_i$. Le milieu étant anisotrope, l'indice optique n perçu par le champ $\vec{D}$ dépend de sa polarisation. Il est déterminé par *l'ellipsoïde des indices* suivante :

$$\begin{cases} \frac{1}{n^2} = \sum_{i=1}^{3}\sum_{j=1}^{3} \frac{1}{n_{ij}^2} d_i d_j \\ 1/n_{ij} = 1/n_{ji} \end{cases} \tag{1.15}$$

Une démonstration de cette ellipsoïde est donnée dans l'annexe C. L'équation 1.15 décrit l'évolution de l'indice optique dans un milieu non perturbé. Ainsi, si un champ électrique $\vec{E} = (E_1, E_2, E_3)$ statique (ou quasi-statique) est appliqué sur le milieu, sa réponse au champ $\vec{D}$ est modifiée. Cela est traduit par une dépendance linéaire des coefficients $1/n_{ij}$ aux composantes $E_i$ du champ électrique. Ainsi, l'expression des $1/n_{ij}$ est approximée par le développement limité d'ordre 1 suivant :

$$\frac{1}{n_{ij}^2} = f_{ij}(E_1, E_2, E_3) \approx \frac{1}{{n_o}_{ij}^2} + \sum_{l=1}^{3} r_{ijl} E_l \tag{1.16}$$

Les 27 coefficients $r_{ijl}$ forment le *tenseur de Pockels* (en $m.V^{-1}$). Ils permettent de calculer la variation de l'indice optique introduite par le champ électrique $\vec{E}$. Pour donner un exemple, on considère le cas présenté dans la fig.1.6.

Dans le système de la fig.1.6, un cristal anisotrope d'épaisseur h est placé entre deux électrodes qui appliquent une tension V : elle peut s'écrire sous la forme d'un champ électrique statique $\vec{E} = ||\vec{E}||(0;1;0)$ avec $V = h||\vec{E}||$. Une onde électromagnétique de champ $\vec{D} = ||\vec{D}||(1;0;0)$ traverse le milieu suivant l'axe Oz (indice 3 dans la fig.1.6). Ainsi, en se basant sur l'ellipsoïde des indices et le tenseur de Pockels, l'indice optique n perçu par le champ $\vec{D}$ vaut :

$$\frac{1}{n^2} = \frac{1}{n_o^2} + r_{112}||\vec{E}|| \tag{1.17}$$

Donc en approximant à l'ordre 1, l'expression devient :

$$n \approx n_o - \frac{n_o^3}{2} r_{112}||\vec{E}|| = n_o - \frac{n_o^3}{2} r_{112}\frac{V}{h} \tag{1.18}$$

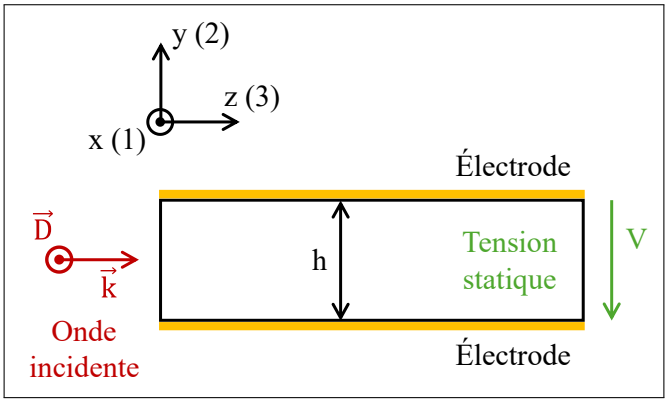


FIGURE 1.6 – Cas étudié pour expliquer la modification de l'indice optique d'un cristal sous l'effet d'un champ électrique statique imposé par deux électrodes.

Ainsi, il est possible de modifier l'indice optique perçu par le champ électromagnétique incident en faisant varier la tension entre les deux électrodes. Notons que cette tension peut varier dans le temps.

### 1.3.2 Les modulateurs électro-optiques

L'indice optique d'un milieu pouvant être modifié en y appliquant une tension par effet Pockels, il est possible de construire des modulateurs de phase et d'amplitude : on parle de *modulateurs électro-optiques*.

#### Le modulateur de phase

Comme l'indique son nom, le *modulateur de phase* introduit un déphasage réglable avec une tension. Un schéma de la structure typique de modulateur de phase est donné dans la fig.1.7.

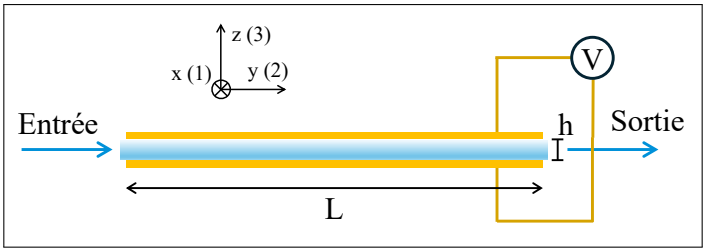


FIGURE 1.7 – Schéma d'un modulateur de phase basé sur l'effet Pockels. L : longueur, h : épaisseur, V : tension appliquée entre les deux électrodes, $n_o$ : indice optique du milieu au repos.

Quand la tension appliquée par les électrodes est nulle, l'onde incidente accumule le déphasage $\phi(V=0\,V) = -n_o k_o L$ où $k_o = 2\pi/\lambda_o$ est le vecteur d'onde du champ incident. Quand la tension est non nulle, l'indice optique est modifié : sa valeur est donnée par la relation 1.18 (le coefficient $r_{113}$ est remplacé par $r_{33}$ car les champs $\vec{E}$ et $\vec{D}$ sont polarisés suivant $\hat{z} = \hat{x}_3$). Donc, le déphasage accumulé vaut $\phi(V \neq 0\,V) = -n(V) k_o L$. Ainsi, la différence de phase $\Delta\phi$ entre les cas avec et sans tension a pour expression :

$$\Delta\phi(V) = \phi(V) - \phi(0) = \frac{\pi V}{h\lambda_o} n_o^3 r_{33} L = \pi \frac{V}{V_\pi} \tag{1.19}$$

Le coefficient $V_\pi$ est la tension à laquelle le déphasage introduit vaut $\pi$ rad : on appelle *profondeur de modulation* le déphasage maximal qui peut être introduit. Plus $V_\pi$ est grande, plus la tension à appliquer sur le cristal pour atteindre un déphasage de $\pi$ rad doit être importante. Les solutions pour réduire $V_\pi$ consistent à utiliser un cristal dont les coefficients de Pockels sont

élevés et de miniaturiser le cristal par le biais de guides d'onde pour réduire h. Par exemple, la majorité des modulateurs en télécommunications sont faits en niobate de lithium ($LiNbO_3$) car $r_{33} = 30.9$ pm.V$^{-1}$ est élevé [64]. Aujourd'hui, les modulateurs peuvent être miniaturisés au point que h = 100 µm [65]. Dans ces conditions la tension $V_\pi$ est réduite à quelques volts ce qui rend les modulateurs facilement exploitables. Notons que si la tension V appliquée est sinusoïdale, la valeur de $V_\pi$ change en fonction de la fréquence de modulation. Pour exemple, la tension $V_\pi$ d'un de nos modulateurs de phase a été mesurée en fonction de la fréquence de la tension appliquée : les résultats sont tracés dans la fig.1.8.

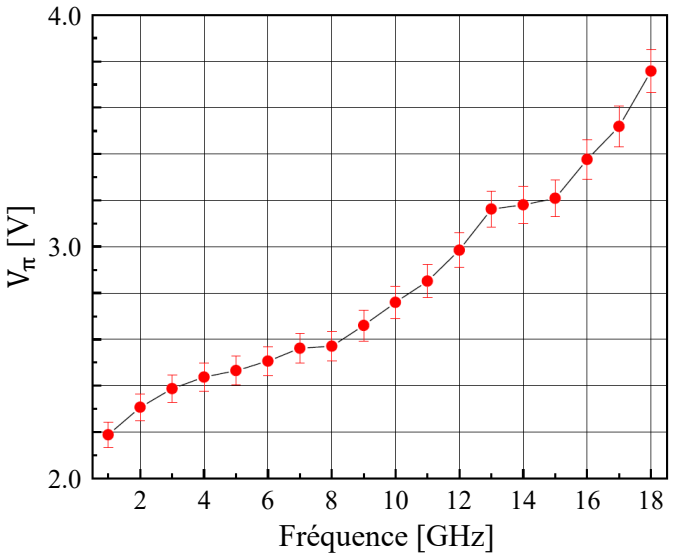


FIGURE 1.8 – Tension $V_\pi$ d'un de nos modulateurs de phase mesurée en fonction de la fréquence de modulation de la tension d'entrée.

### Le modulateur d'amplitude

Un modulateur d'amplitude permet de plus ou moins atténuer l'amplitude, donc la puissance, d'un champ électrique. Pour en fabriquer, un modulateur de phase électro-optique est inséré dans un des bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder, comme montré dans la fig.1.9.

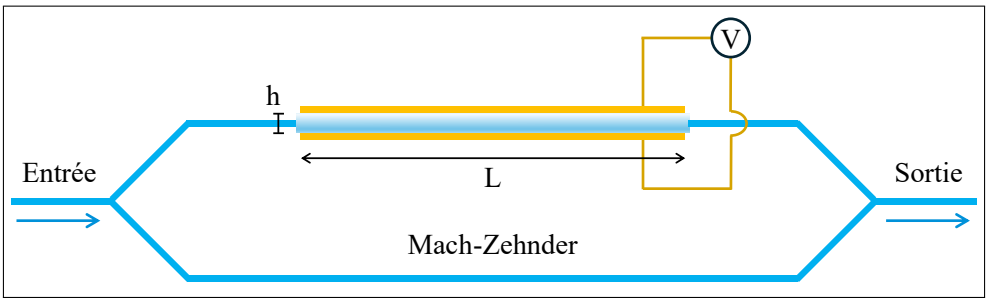


FIGURE 1.9 – Schéma de la structure d'un modulateur d'amplitude électro-optique à interféromètre de Mach-Zehnder.

En faisant varier la tension entre 0 V et $V_\pi$, le déphasage $\Delta\phi$ entre les deux bras de l'interféromètre varie entre 0 rad et $\pi$ rad. Donc les interférences en sortie sont respectivement constructives (transmission totale) ou destructives (transmission nulle). Si l'on note $E_{In} = E_o e^{i(\omega t - kz)}$ le champ électrique incident, le champ en sortie a pour expression :

$$E_{Out} = \frac{E_o}{\sqrt{2}} e^{i(\omega t - n_o k_o z)} e^{-i n_o k_o L} \left(1 + e^{-i\pi \frac{V}{V_\pi}}\right) \tag{1.20}$$

Ainsi, la puissance de sortie $I_{Out}$ s'écrit :

$$I_{Out} = I_{In}\cos^2\left(\frac{\pi V}{2V_\pi}\right) \tag{1.21}$$

On en déduit l'expression du coefficient de transmission T du modulateur :

$$T(V) = \frac{I_{Out}}{I_{In}} = \cos^2\left(\frac{\pi V}{2V_\pi}\right) \tag{1.22}$$

L'évolution du coefficient de transmission en fonction de la tension appliquée est tracée dans la fig.1.10.

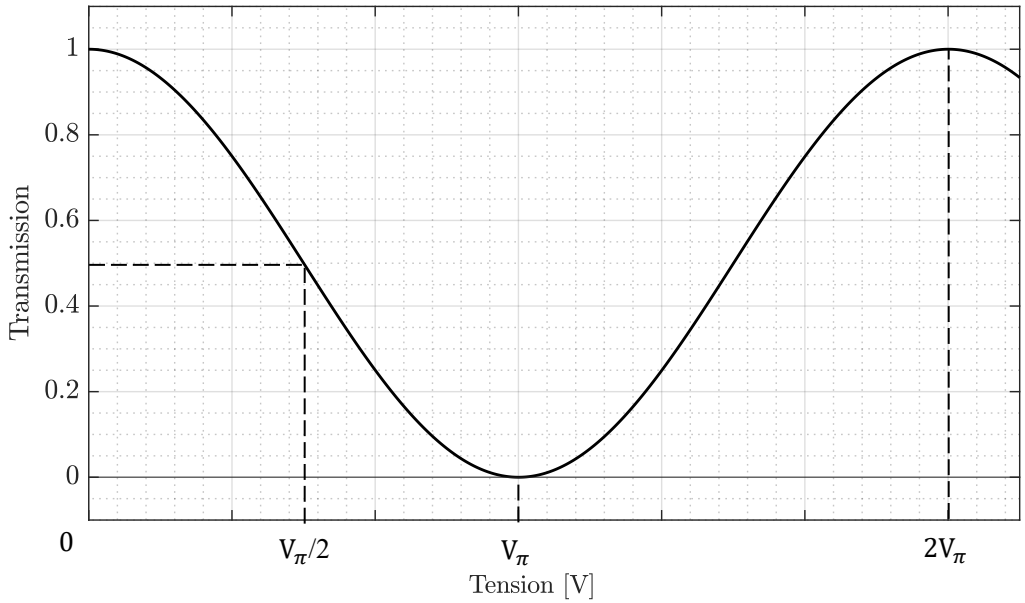


FIGURE 1.10 – Coefficient de transmission d'un modulateur d'amplitude électro-optique en fonction de la tension appliquée.

Tout comme les modulateurs de phase, la tension $V_\pi$ change en fonction de la fréquence de modulation dans le régime sinusoïdal. Les coefficients d'extinction des modulateurs d'amplitude en télécommunication peuvent aller jusqu'à 40 dB [66].

Pour conclure, les modulateurs électro-optiques que nous utilisons sont fibrés et fonctionnent autour de 1 µm. Ils présentent des pertes d'insertion allant de 3 dB à 6 dB. Aujourd'hui, de nombreuses entreprises fabriquent des modulateurs comme par exemple Exail [67] et EoSpace [68]. Il existe une multitude de cristaux utilisés pour créer des modulateurs de Pockels (BBO, RTP...), ce qui permet de couvrir une large bande spectrale allant de 700 nm à 2 µm. L'utilisation de guides d'onde pour miniaturiser les modulateurs permet d'obtenir des tensions $V_\pi$ de l'ordre de quelques volts et des bandes passantes allant jusqu'à 50 GHz.

### 1.3.3 Génération d'un PFEO par modulation de phase

Les modulateurs électro-optiques peuvent être utilisés pour générer un PFO en modulant périodiquement la phase et/ou l'amplitude d'une onde monochromatique. Nous montrons dans cette partie comment cela fonctionne avec un modulateur de phase. Le montage expérimental réalisé est tracé dans la fig.1.11.

Le champ électrique d'un laser CW ($k_p, \omega_p = 2\pi\nu_p$) est injecté dans un modulateur de phase contrôlé par une source RF qui émet une tension V sinusoïdale d'amplitude $V_o$ et de fréquence de modulation $f_m$ :

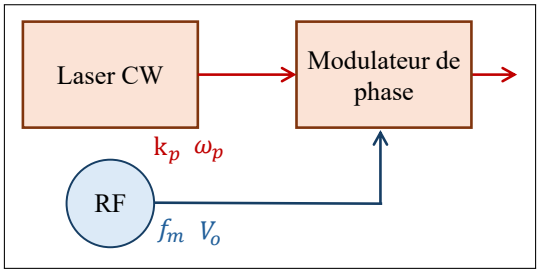


FIGURE 1.11 – Montage expérimental réalisé pour générer un PFO par modulation périodique de la phase d'une onde électromagnétique.

$$V(t) = V_o \sin(2\pi f_m t) \tag{1.23}$$

Ainsi, en se basant sur l'équation 1.19, le déphasage introduit par le modulateur de phase a pour expression :

$$\Delta\phi(t) = \frac{\pi}{V_\pi} V_o \sin(2\pi f_m t) = M\sin(2\pi f_m t) \tag{1.24}$$

où M est la profondeur de modulation (en rad). Ainsi, le champ électrique en sortie du modulateur s'écrit :

$$E_{Out}(t,z) = e^{i(\omega_p t - k_p z)} e^{iM\sin(2\pi f_m t)} \tag{1.25}$$

L'amplitude du champ électrique 1.25 modulé en phase est tracée dans la fig.1.12.

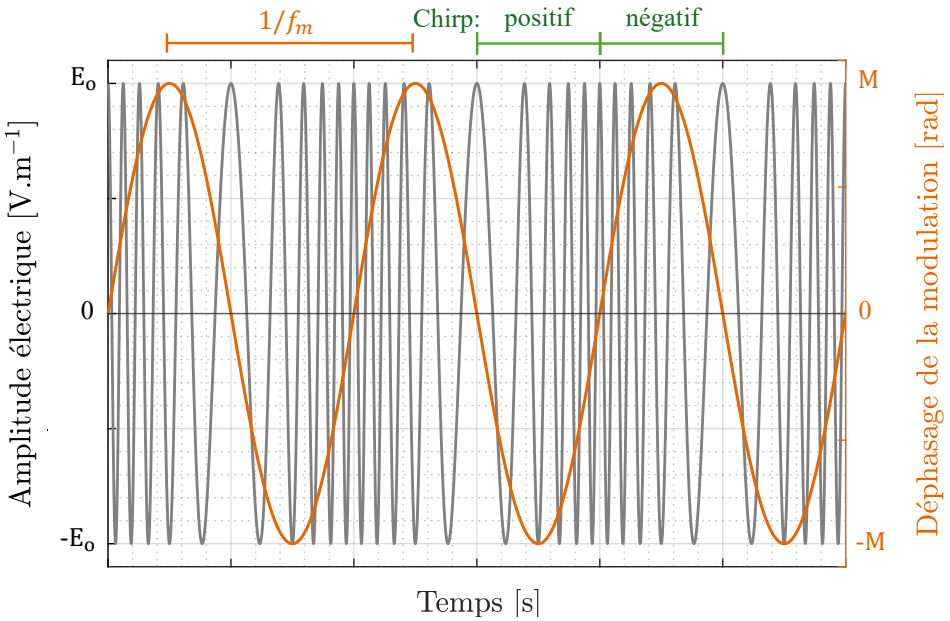


FIGURE 1.12 – Amplitude du champ électrique modulé en phase à la fréquence $f_m$ avec une profondeur de phase M. L'amplitude est tracée en gris et le déphasage $\Delta\phi$ introduit par le modulateur est tracé en orange.

On constate dans la fig.1.12 que la modulation de phase introduit une variation périodique de la fréquence instantanée. Son expression est calculée à partir de l'Eq.1.3 :

$$\nu(t) = \nu_p + Mf_m \cos(2\pi f_m t) \tag{1.26}$$

L'évolution temporelle de $\nu(t)$ est superposée au champ électrique dans la fig.1.13.

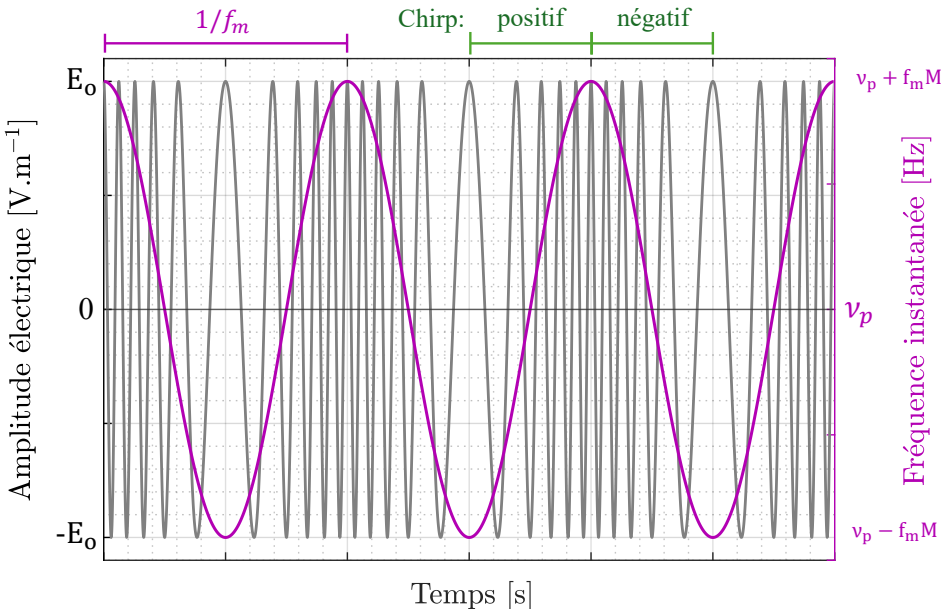


FIGURE 1.13 – Évolution temporelle de la fréquence instantanée du champ électrique modulé en phase. Elle est tracée en violet et le champ électrique est tracé en gris.

L'évolution temporelle de la fréquence instantanée tracée dans la fig.1.13 montre que le chirp du champ change périodiquement entre le positif et le négatif à la fréquence de modulation $f_m$. Ainsi, la modulation de phase introduit de nouvelles fréquences au champ électrique. Cette variation de phase étant périodique, un PFO est ainsi créé (cf partie 1.2). Pour en rendre compte, l'expression 1.25 est développée en utilisant la *relation de Jacobi-Anger* [69] :

$$e^{izsin(\theta)} = \sum_{n\in\mathbb{Z}} J_n(z)e^{in\theta}$$

où $J_n$ est la fonction de Bessel d'ordre n du premier type. Cette relation appliquée au champ modulé en phase résulte en l'expression suivante :

$$E_{Out}(t,z) = E_o e^{i(\omega_p t - k_p z)} \sum_{n\in\mathbb{Z}} J_n(M)e^{2i\pi n f_m t} \tag{1.27}$$

Ainsi, en calculant la transformée de Fourier du champ de l'Eq.1.27, on obtient le spectre du champ modulé suivant :

$$\tilde{E_{Out}}(\nu,z) = E_o e^{-ik_p z} \sum_{n\in\mathbb{Z}} J_n(M)\delta(\nu - \nu_p - nf_m) \tag{1.28}$$

On retrouve dans l'expression du spectre 1.28 un PFO de cadence $f_m$ dont les modes ont pour amplitude $J_n(M)$. Cette dernière dépend de la profondeur de modulation M du modulateur de phase. Les fréquences des modes générés sont donnés par la relation :

$$\nu_n = \nu_p + nf_m,\ n \in \mathbb{Z} \tag{1.29}$$

Les spectres de puissance de trois PFO générés par modulation de phase avec trois valeurs différentes de M sont tracés dans la fig.1.14.

On constate que plus la profondeur de modulation est grande, plus le nombre de modes générés est important et donc plus le spectre est large. Cette observation est cohérente avec l'expression de la fréquence instantanée 1.26 : plus M est grand, plus les fréquences maximale et minimale sont grandes. Le nombre N de modes générés peut être approximé par la relation suivante [19] :

$$N \approx 2\lfloor M \rfloor \tag{1.30}$$

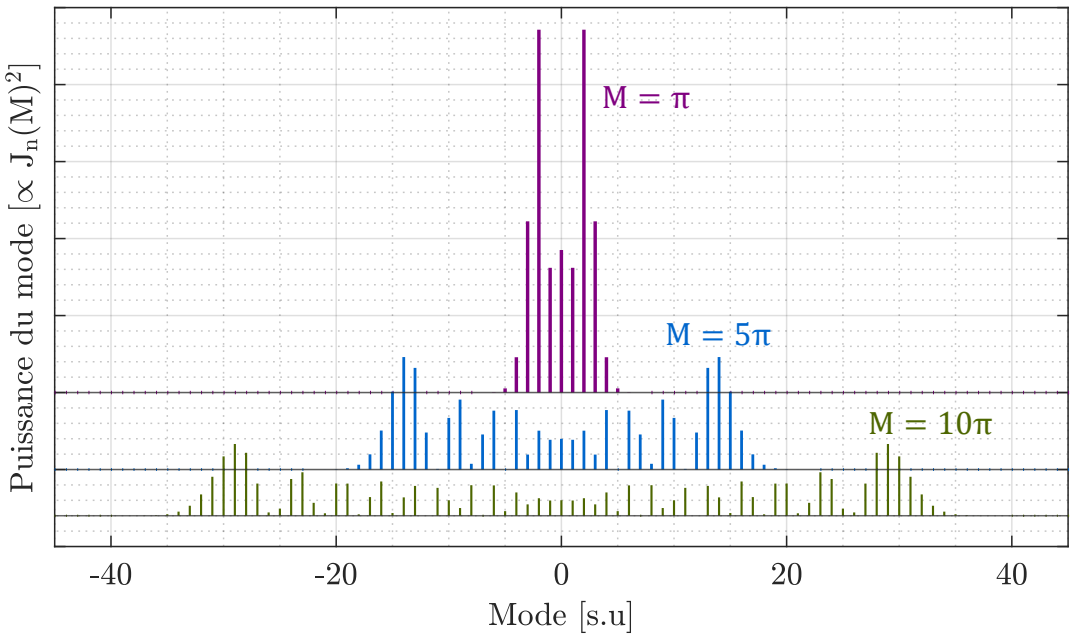


FIGURE 1.14 – Spectres de puissance de trois PFO générés avec un modulateur de phase dont les profondeurs de modulation M sont différentes.

où ⌊.⌋ est la partie entière inférieure. Ainsi, la largeur $\Delta\nu$ du spectre prise entre les deux pics (cf fig.1.14) peut être approximée par :

$$\Delta\nu \approx Nf_m = 2\lfloor M \rfloor f_m \tag{1.31}$$

L'idée d'utiliser un modulateur de phase pour générer un PFO a été proposée pour la première fois en 1972 par T.Kobayashi *et al* [70]. C'est en 1988 que T.Kobayashi *et al* ont démontré expérimentalement la génération d'un PFO avec un passage simple dans un modulateur de phase en tantale de lithium ($LiTaO_3$) [71]. Un laser CW Argon a été modulé en phase à 9.35 GHz avec une profondeur de modulation de $5.4\pi$.

### Modulateurs de phase en cascade

Dans la plupart des expériences, plusieurs modulateurs de phases sont utilisés en cascade pour générer un PFO : un exemple est montré dans la fig.1.15.

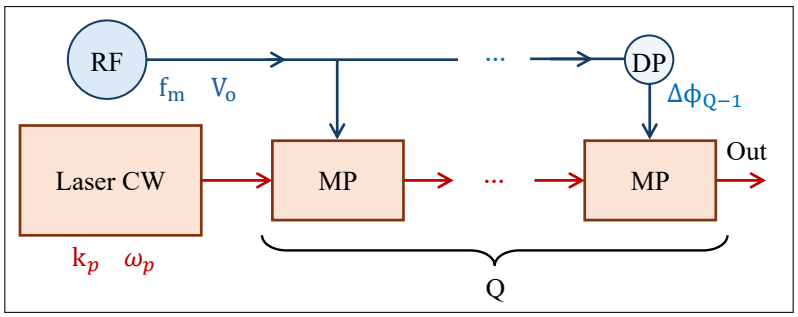


FIGURE 1.15 – Cascade de Q modulateurs de phase contrôlés par la même source RF. Le déphasage $\Delta\Phi_q$ entre chaque modulateur est contrôlé par un déphaseur (DP).

La mise en cascade de modulateurs de phase exploite le caractère additif de la phase. En effet, si tous les modulateurs sont en phase (e.g $\Delta\Phi_i = 0$ rad), le déphasage total introduit en sortie de la chaîne est $QM\sin(2\pi f_m t)$ : le nombre de modes est donc $2\lfloor QM \rfloor$. On constate que Q modulateurs de phase synchronisés sont équivalents à un modulateur de phase de profondeur de modulation

QM : l'intérêt de mettre des modulateurs en cascade est d'élargir le spectre pour avoir plus de modes sans dépasser la limite de puissance RF maximale d'un modulateur (entre 30 dBm et 33 dBm pour nos modulateurs). Dans la plupart des expériences, le nombre de modulateurs varie entre 1 et 3 [6, 72-74]. Cependant, les PFO générés de cette manière ne peuvent pas atteindre une largeur spectrale d'au moins une octave optique : il est nécessaire d'utiliser un élargissement non linéaire [75, 76]. Par exemple, notre PFEO a une largeur maximale de 3 nm autour de 1030 nm. Pour finir, quand les modulateurs de phase ne sont pas en phase, le spectre résultant est moins large. Il est même possible d'annuler la modulation d'un modulateur avec un autre.

### 1.3.4 Génération d'un PFEO par modulation d'amplitude

En modulant périodiquement l'amplitude d'un laser CW avec un modulateur d'amplitude, il est possible de générer un PFO. Pour étudier le PFO généré par une telle modulation, on considère l'expérience de la fig.1.16.

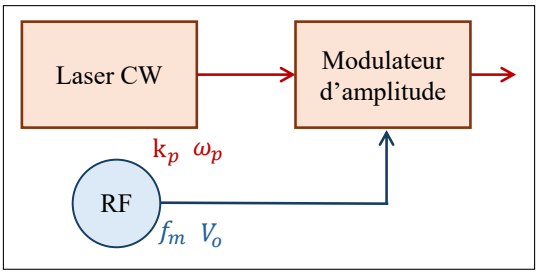


FIGURE 1.16 – Montage expérimental réalisé pour moduler l'amplitude d'une onde électromagnétique afin d'obtenir un PFO.

Le signal RF qui contrôle le modulateur est le même que celui utilisé pour la modulation de phase à la seule différence près que son amplitude vaut $V_o = V_\pi$ et qu'une constante est ajoutée de telle sorte que le déphasage introduit varie entre 0 rad et $\pi$ rad, et ce afin que la transmission en puissance varie entre 0 et 1. L'expression de la tension est la suivante :

$$V(t) = \frac{V_\pi}{2}\left(1 + \sin(2\pi f_m t)\right)$$

Dans ce cas, le champ électrique en sortie du modulateur d'amplitude a pour expression :

$$E_{Out}(t,z) = \frac{E_o}{\sqrt{2}} e^{i(\omega_p t - k_p z)} \left(1 + e^{-i(1+\sin(2\pi f_m t))\frac{\pi}{2}}\right) = \frac{E_o}{\sqrt{2}} e^{i(\omega_p t - k_p z)} \sum_{n\in\mathbb{Z}} \left(J_n(0) - i\epsilon_{an}\right) e^{2i\pi n f_m t} \tag{1.32}$$

où

$$\epsilon_{an} = (-1)^n J_n\left(\frac{\pi}{2}\right)$$

L'évolution temporelle de l'amplitude du champ électrique est tracée dans la fig.1.17 et celui des impulsions en puissance dans la fig.1.18.

On constate que les impulsions des fig.1.17 et fig.1.18 sont aplaties à leurs sommets : cela est dû à la fonction de transmission T du modulateur d'amplitude (cf Eq.1.22) qui n'est pas linéaire. La durée des impulsions est approximée à $\Delta t = 1/2f_m$, soit la moitié de la période de modulation. Notons que dans le cas étudié, la tension de contrôle RF est réglée de telle sorte à ce qu'elle varie entre 0 V et $V_\pi$ pour ne pas avoir de sur ou sous-modulation : dans ces deux régimes de modulation, la forme des impulsions est modifiée. Dans le PFEO utilisé dans nos expériences, la modulation est de 100 %.

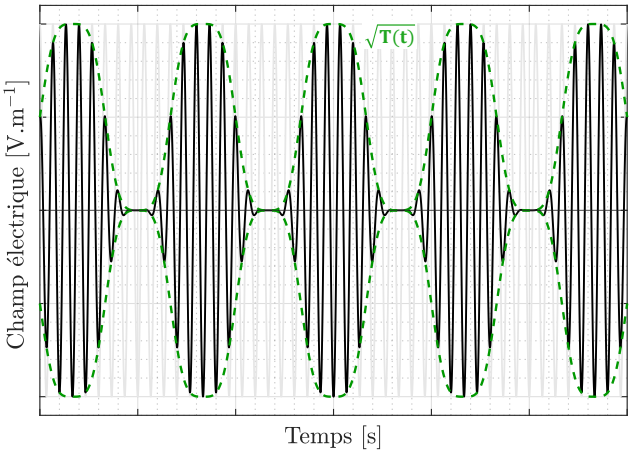


FIGURE 1.17 – Évolution temporelle de l'amplitude du champ électrique modulé en amplitude à la fréquence $f_m$. La forme de la modulation d'amplitude $\sqrt{T(t)}$ (cf Eq.1.22) est tracée en pointillés verts.

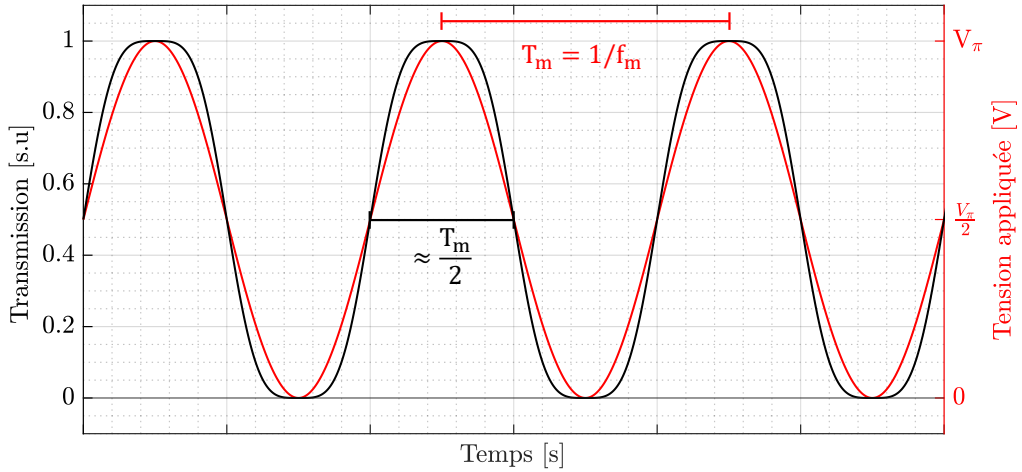


FIGURE 1.18 – Coefficient de transmission en puissance (Eq.1.22) du modulateur d'amplitude contrôlé par le signal RF sinusoïdal de l'Eq.1.32. Le coefficient de transmission est en noir et le signal RF de contrôle en rouge.

L'expression du spectre du champ modulé en amplitude est déduite de la transformée de Fourier de l'Eq.1.32. Son expression est la suivante :

$$\tilde{E}_{Out}(\nu, z) = \frac{E_o}{\sqrt{2}} e^{-ik_p z} \sum_{n\in\mathbb{Z}} (J_n(0) - i\epsilon_{an})\, \delta(\nu - \nu_p - nf_m) \tag{1.33}$$

On en déduit le spectre de puissance, tracé dans la fig.1.19.

On constate que le spectre de puissance de la fig.1.19 ne possède que 5 modes, ce qui correspond à une largeur spectrale d'environ $4f_m$ : la modulation d'amplitude seule n'est pas une méthode efficace pour générer un PFO. Dans la plupart des PFEO, la modulation d'amplitude est combinée avec celle de phase. Cette dernière génère un grand nombre de modes et le modulateur d'amplitude découpe des impulsions si ces dernières sont désirées. Une autre raison pour laquelle un modulateur d'amplitude est utilisé est l'aplatissement du spectre. En effet, les spectres obtenus par simple modulation de phase (voir la fig.1.14) présentent une forte variation de l'amplitude des modes. Ajouter un modulateur d'amplitude réduit cette variation comme le montrent les deux spectres de la fig.1.20.

Notons que l'aplatissement du spectre d'un PFEO fait l'objet de nombreuses recherches. La fig.1.20 met en évidence le fait qu'un modulateur d'amplitude peut être utilisé pour aplatir le spectre [77-79]. Une autre technique consiste à contrôler le modulateur d'amplitude avec un si-

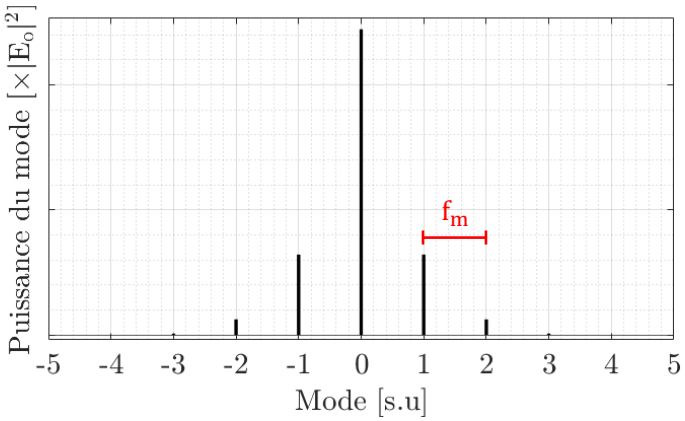


FIGURE 1.19 – Spectre de puissance d'un champ électrique modulé uniquement en amplitude à la fréquence $f_m$ avec 100 % de modulation.

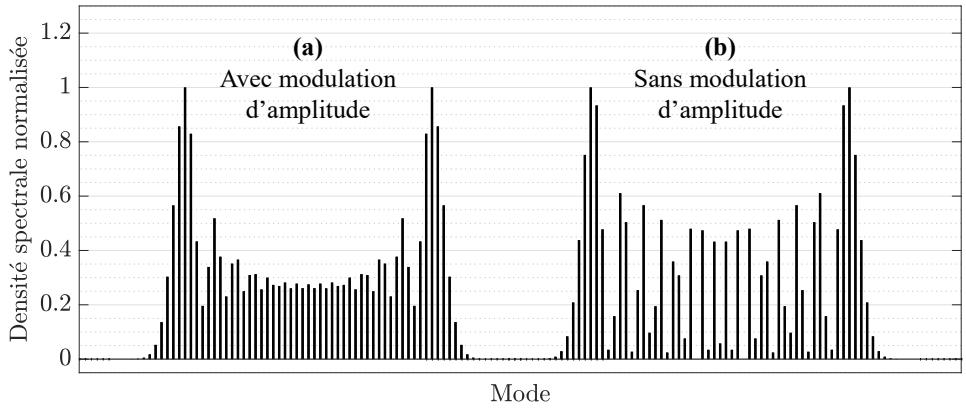


FIGURE 1.20 – Spectres de puissance d'un laser CW modulé en phase **(a)** avec et **(b)** sans modulation d'amplitude.

gnal RF dont la forme temporelle est spécialement conçue pour aplatir le spectre [80, 81]. Un autre type de modulateur électro-optique d'amplitude peut être utilisé : le modulateur Mach-Zehnder à double commande. Ce dernier peut contrôler l'amplitude et la phase du laser dans ses deux bras avec deux signaux RF distincts : en jouant avec leurs propriétés, le spectre peut être aplati [82-84]. Enfin, il existe d'autres techniques pour rendre le spectre d'un PFEO plus plat comme par exemple injecter le champ modulé en phase dans un milieu dispersif [85-87].

### 1.3.5 Conclusion

Plusieurs éléments à propos des peignes de fréquence électro-optiques (PFEO) sont à retenir. Le premier est que ces sources utilisent des modulateurs de phase et d'amplitude basés sur l'effet électro-optique (ici l'effet Pockels). En modulant périodiquement la phase ou/et l'amplitude d'un laser CW, un PFO est généré et sa cadence est la fréquence de modulation des modulateurs. Ces derniers sont souvent utilisés en cascade pour dépasser leurs limites individuelles et pour manipuler la forme du spectre. Ces systèmes forment aujourd'hui une source viable de PFO avec la particularité de pouvoir régler facilement et continuellement la fréquence de modulation, donc la cadence du PFEO.

## 1.4 Notre source PFEO : GigaPico

La source de PFO utilisée dans nos expériences est un PFEO : son architecture et ses caractéristiques sont présentées dans cette partie. Dans un premier temps, une étude théorique de sa

structure interne est donnée. Puis, dans un second temps, le système réel et ses caractéristiques sont présentés.

### 1.4.1 Fonctionnement de notre source GigaPico

La source PFEO utilisée dans nos expériences a été construite dans notre laboratoire : son nom est *GigaPico*. La première version de cette source a été développée par A.Aubourg [6] : son architecture est schématisée dans la fig.1.21.

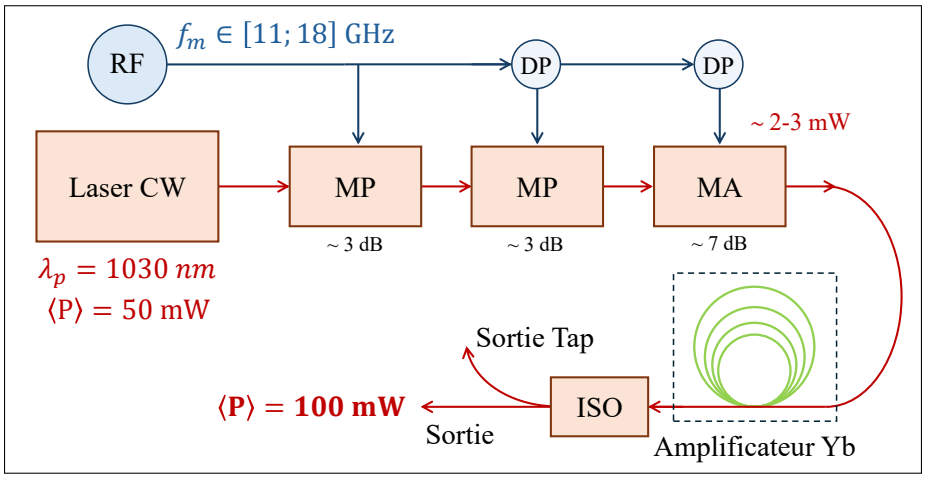


FIGURE 1.21 – Schéma de l'architecture interne de notre PFEO, dit GigaPico. Le chemin optique est tracé en rouge et celui RF en bleu. MP : modulateur de phase, MA : modulateur d'amplitude, DP : déphaseur, ISO : isolateur.

Comme montré dans la fig.1.21, le PFEO est généré à partir d'une diode laser mono-mode centrée à 1030 nm (IPS, I1030SB0100P) avec deux modulateurs de phase suivis d'un modulateur d'amplitude. Le déphasage entre les trois modulateurs est contrôlé avec deux déphaseurs.

#### Les deux modulateurs de phase

On s'intéresse à l'effet de la modulation de phase apportée par les deux modulateurs de phase de GigaPico. Chacun a la même profondeur de modulation M et le déphaseur (DP dans la fig.1.21) introduit un déphasage $\Delta\phi$ (en rad) dans le deuxième modulateur. L'amplitude du champ électrique en sortie des deux modulateurs de phase a donc pour expression :

$$E_{MP} = E_o e^{i(\omega_p t - k_p z)} e^{i2M\cos(\Delta\phi/2)\sin(2\pi f_m t + \Delta\phi/2)} \tag{1.34}$$

Les deux modulateurs en série déphasés de $\Delta\phi$ sont équivalents à un modulateur dont la profondeur de phase est $2M\cos(\Delta\phi/2) \leq 2M$. Ainsi, si les modulateurs ne sont pas en phase ($\Delta\phi \neq 2\pi$, $q \in \mathbb{Z}$), le PFO généré est moins large : le déphasage est donc réglé de telle sorte à maximiser la largeur spectrale. Dans la suite de l'étude, les deux modulateurs sont supposés en phase.

#### Le modulateur d'amplitude

Une fois le laser modulé en phase, le modulateur d'amplitude découpe des impulsions à la même fréquence de modulation. Comme pour les modulateurs de phase, celui d'amplitude peut présenter un déphasage temporel $\Delta t$ (en s) par rapport à la modulation de phase. En prenant en compte ce déphasage, le champ électrique en sortie du modulateur a pour expression :

$$E_{Out}(t,z) = \frac{E_o}{\sqrt{2}} e^{i(\omega_p t - k_p z)} e^{2iM\sin(2\pi f_m t)} \left(1 + e^{-i\frac{\pi}{2}(1+\sin(2\pi f_m t - 2\pi f_m \Delta t))}\right) \tag{1.35}$$

On note $\Delta\Phi_{MA} = 2\pi\Delta t f_m$ le déphasage (en rad) de la modulation d'amplitude. En utilisant la relation de Jacobi-Anger, le champ électrique s'écrit :

$$E_{Out}(t,z) = \frac{E_o}{\sqrt{2}} e^{i(\omega_p t - k_p z)} \sum_{n\in\mathbb{Z}} (J_n(2M) - i\epsilon_n)\, e^{2i\pi f_m n t} \tag{1.36}$$

où

$$\epsilon_n = \sum_{q\in\mathbb{Z}} (-1)^q J_q\left(\frac{\pi}{2}\right) J_{n-q}(2M) e^{-iq\Delta\Phi_{MA}}$$

On constate dans l'expression de $\epsilon_n$ que l'amplitude des modes du PFEO dépend du déphasage $\Delta\Phi_{MA}$ du modulateur d'amplitude. Son impact sur le spectre de puissance et le champ électrique est montré dans la fig.1.22.

Les spectres de puissance tracés dans la fig.1.22 changent de forme en fonction de $\Delta\Phi_{MA}$. Par exemple, quand $\Delta\Phi_{MA} = \pi/2$ rad (fig.1.22(b)), le spectre est asymétrique et la majorité de la puissance du spectre est concentrée dans les hautes fréquences. Ce résultat s'explique par le fait que le modulateur d'amplitude découpe l'impulsion au quart de la période de modulation $T_m = 1/f_m$. Or, sur cet intervalle temporel, la fréquence instantanée varie autour de sa valeur maximale : cela s'observe dans l'amplitude du champ électrique dans la fig.1.22(b). Dans le cas opposé, le modulateur d'amplitude découpe les impulsions quand la fréquence instantanée varie autour de sa valeur minimale ($\Delta\Phi_{MA} = 3\pi/2$ rad, fig.1.22(d)) : par conséquence, le spectre est asymétrique avec l'énergie spectrale concentrée dans les basses fréquences. Si le modulateur d'amplitude est en phase ($\Delta\Phi_{MA} = 0$ rad) ou en opposition de phase ($\Delta\Phi_{MA} = \pi$ rad) par rapport à la modulation de phase, le spectre de puissance est symétrique (cf fig.1.22(a) et (c)) : les impulsions sont découpées sur un intervalle temporel où la fréquence instantanée varie continuellement entre son maximum et minimum. Les spectres des fig.1.22(a) et (c) ne sont pas plats car la modulation de phase n'est pas linéaire : les spectres présentent deux pics à leurs extrémités. Un point important à souligner est que les spectres de puissance obtenus quand la modulation d'amplitude est en phase ou en opposition de phase sont identiques alors que les champs électriques correspondant non : les impulsions ont la même composition spectrale mais leurs chirps sont opposés en signe. Il est donc possible de choisir le signe du chirp des impulsions découpées en jouant avec le déphasage du modulateur d'amplitude. Dans nos expériences, le déphasage est réglé de telle sorte que le spectre soit symétrique et le chirp positif.

### Chirp des impulsions GigaPico

Les impulsions en sortie des modulateurs sont chirpées et de durée à mi-hauteur approximativement égale à $1/2f_m$. Comme il a été précisé avec la fig.1.22, quand le délai du modulateur d'amplitude est réglé de telle sorte que la variation de fréquence instantanée est monotone, le chirp est soit positif ($\Delta\Phi_{MA} = 0$ rad), soit négatif ($\Delta\Phi_{MA} = \pi$ rad). L'expression du chirp C (en ps.GHz$^{-1}$) des impulsions étirées en sortie de GigaPico est obtenue en calculant la dispersion d'ordre 2 de la phase spectrale et vaut :

$$C = \pm\frac{1}{2(2M)f_m^2} \tag{1.37}$$

Le signe ± est lié au fait que le chirp change de sens entre $\Delta\Phi_{MA} = 0$ rad (signe -) et $\Delta\Phi_{MA} = \pi$ rad (signe +). Le terme 2M est mis entre parenthèses car il s'agit de la profondeur de modulation totale introduite par les deux modulateurs de phase. Par exemple, si chaque modulateur de GigaPico a une profondeur de modulation M = 12 rad, le chirp absolu introduit par un modulateur à 16 GHz vaut 0.16 ps.GHz$^{-1}$ et celui introduit par les deux modulateurs en phase est 0.08 ps.GHz$^{-1}$. Pour compenser le chirp initial des impulsions de GigaPico, un compresseur est utilisé : comme

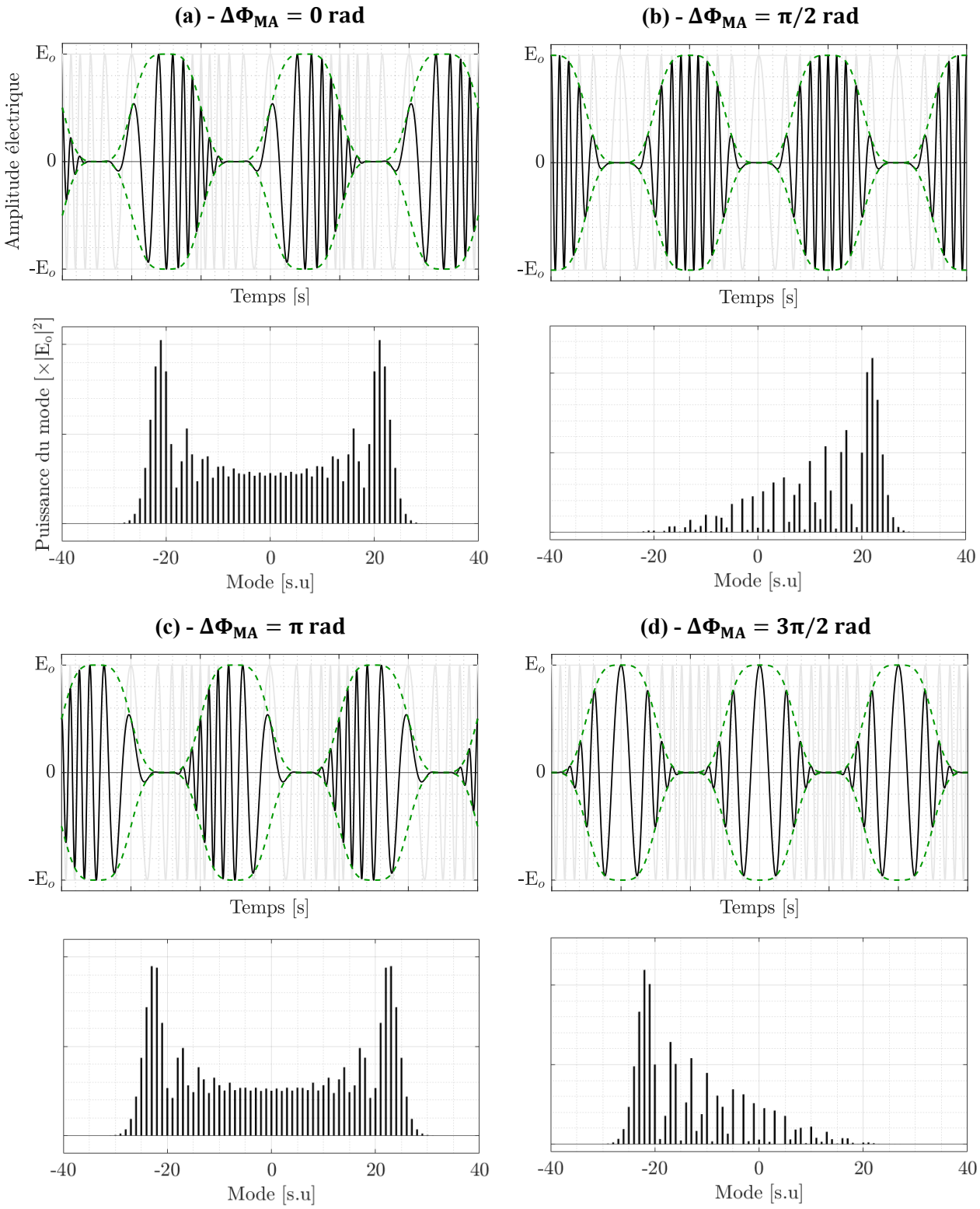


FIGURE 1.22 – Champ électrique et spectre de puissance en sortie du modulateur d'amplitude(cf fig.1.21) en fonction du déphasage $\Delta\Phi_{MA}$ de la modulation d'amplitude.

exemple, une impulsion compressée à la limite de Fourier et son auto-corrélation pour une profondeur de modulation totale 2M = 24 rad sont tracées dans la fig.1.23.

Dans nos mesures expérimentales, l'autocorrélation est mesurée pour évaluer la durée des impulsions et optimiser leur compression. Une étude et un modèle théoriques plus complets sur le spectre d'un PFEO et ses impulsions peuvent être trouvés dans les travaux de D.Marion et J.Lhermite [88].

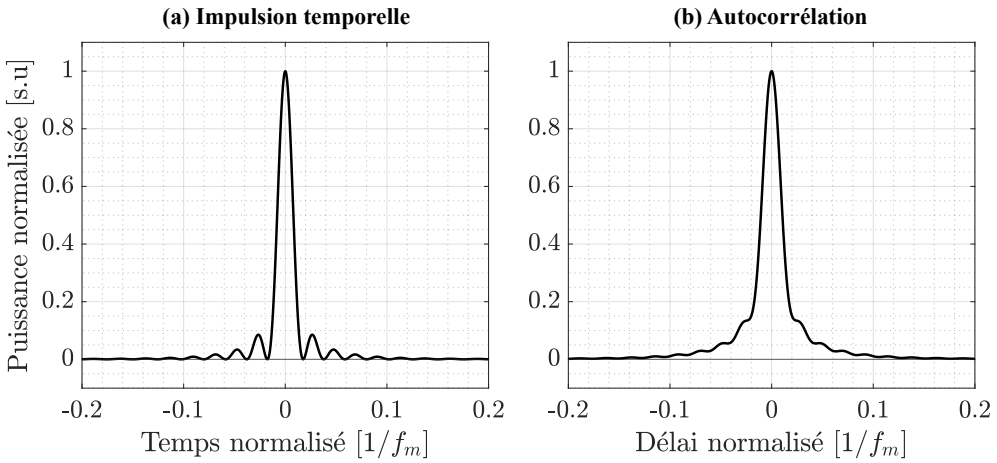


FIGURE 1.23 – **(a)** Impulsion générée par GigaPico compressée dans la limite de Fourier pour une profondeur de modulation totale de 24 rad. **(b)** Autocorrélation de l'impulsion. Ces graphiques sont issus d'une simulation numérique.

### 1.4.2 Caractéristiques de la source GigaPico

Dans cette partie sont données les caractéristiques de la source de PFEO GigaPico utilisée dans nos expériences. Comme montré dans le schéma de la fig.1.21, un laser CW centré à 1030 nm est modulé en phase et amplitude. C'est une diode laser de type butterfly qui génère 50 mW de signal optique continu. Une photo de la diode laser est donnée dans la fig.1.24.

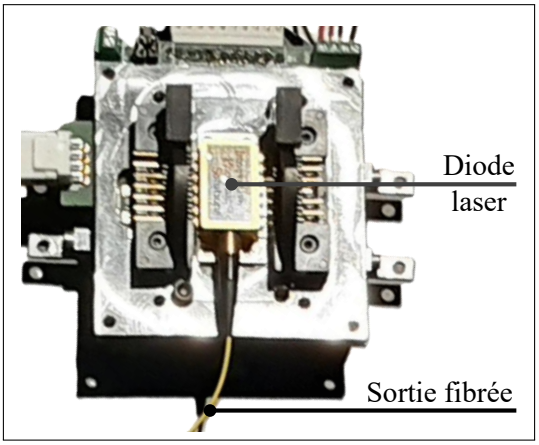


FIGURE 1.24 – Photo de la diode laser CW 1030 nm injectée dans le système GigaPico. Ce modèle de diode est appelé butterfly (papillon).

Cette diode laser est intégrée dans un boîtier avec sa carte de contrôle qui forment un module seeder (laser CW dans la fig.1.21). Sa sortie fibrée est directement injectée dans la chaîne des trois modulateurs de la fig.1.21. Ces derniers sont contrôlés par le même signal RF émis par un synthétiseur RF bas bruit pour ne pas détruire la cohérence du PFEO. Le circuit RF transportant le signal sinusoïdal est composé d'amplificateurs et atténuateurs pour adapter l'amplitude des tensions sinusoïdales aux modulateurs. Pour que les modulations soient en phase, des déphaseurs manuels (DP dans la fig.1.21) sont placés dans le circuit RF : les délais sont contrôlés par le biais de deux vis accessibles depuis l'extérieur. En raison des pertes optiques introduites par les modulateurs, un amplificateur fibré dopé Ytterbium est placé après le modulateur d'amplitude : une diode laser CW de 976 nm sert de pompe. Un isolateur optique (ISO dans la fig.1.21) est soudé en fin de circuit optique pour protéger ce dernier de potentielles réflexions indésirables : la puissance moyenne en sortie de GigaPico vaut 100 mW. Les fibres optiques utilisées sont mono-modes à 1030 nm et à maintien de polarisation (type PM980) : cette propriété est obtenue en appliquant une contrainte

mécanique dans la fibre par le biais de barreaux de contraintes. Une photo transversale d'une fibre est donnée dans la fig.1.25.

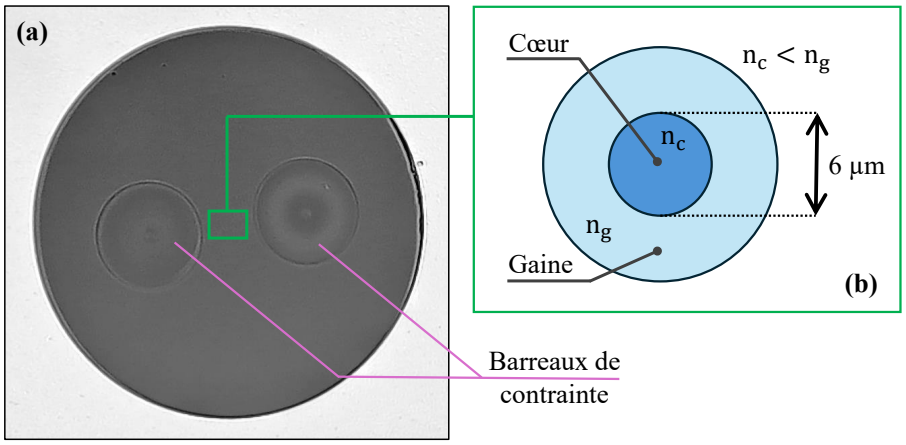


FIGURE 1.25 – **(a)** Photo transversale d'une fibre accompagnée **(b)** d'une représentation schématique de la gaine et du coeur. La photo transversale a été réalisée avec une caméra EasyCheck V2 (Dimension et 2BLighting technologies).

Le diamètre de coeur de la fibre est d'environ 6 $\mu$m. L'ensemble des composants RF et optiques qui génèrent le PFEO forment le système appelé GigaPico : il est facilement intégré dans une baie qui contient l'ensemble des composants optiques nécessaires à la mise en forme du faisceau laser. Une photo de la baie avec le module seeder et GigaPico est donnée dans la fig.1.26.

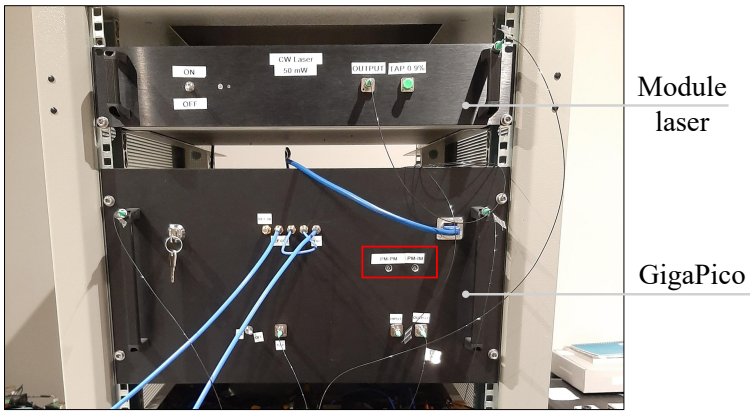


FIGURE 1.26 – Photo de la baie contenant le module seeder et GigaPico. Les vis de réglage des déphaseurs RF sont encadrées en rouge.

Le synthétiseur RF de GigaPico étant contrôlé à distance avec un ordinateur, le réglage de la cadence du PFEO se fait par le biais d'une interface codée sur Python : le module GigaPico est entièrement interfacé pour simplifier son utilisation. La cadence des impulsions est continuellement réglable entre 11 GHz et 18 GHz : cet intervalle est limité par les bandes passantes des composants RF et du synthétiseur RF. Les spectres générés par GigaPico aux cadences de 12 GHz, 14 GHz, 16 GHz et 18 GHz sont tracés dans la fig.1.27 en échelles linéaire et logarithmique.

La résolution de l'OSA (Optical Spectrum Anayzer) n'étant pas suffisamment élevée, les modes des PFEO ne sont pas visibles dans les spectres de la fig.1.27. On retrouve la forme du spectre du PFEO prédite par la théorie dans la partie 1.4.1. On constate dans la fig.1.27 que plus la fréquence de modulation est élevée, plus les spectres sont larges : une telle propriété est cohérente avec la théorie car pour un nombre fixe de modes générés, la largeur du spectre est approximativement $Nf_m$. En utilisant l'équation 1.31 qui relie la largeur spectrale $\Delta\nu$ à la profondeur de modulation, une valeur approximative de la profondeur de modulation totale 2M introduite par GigaPico en

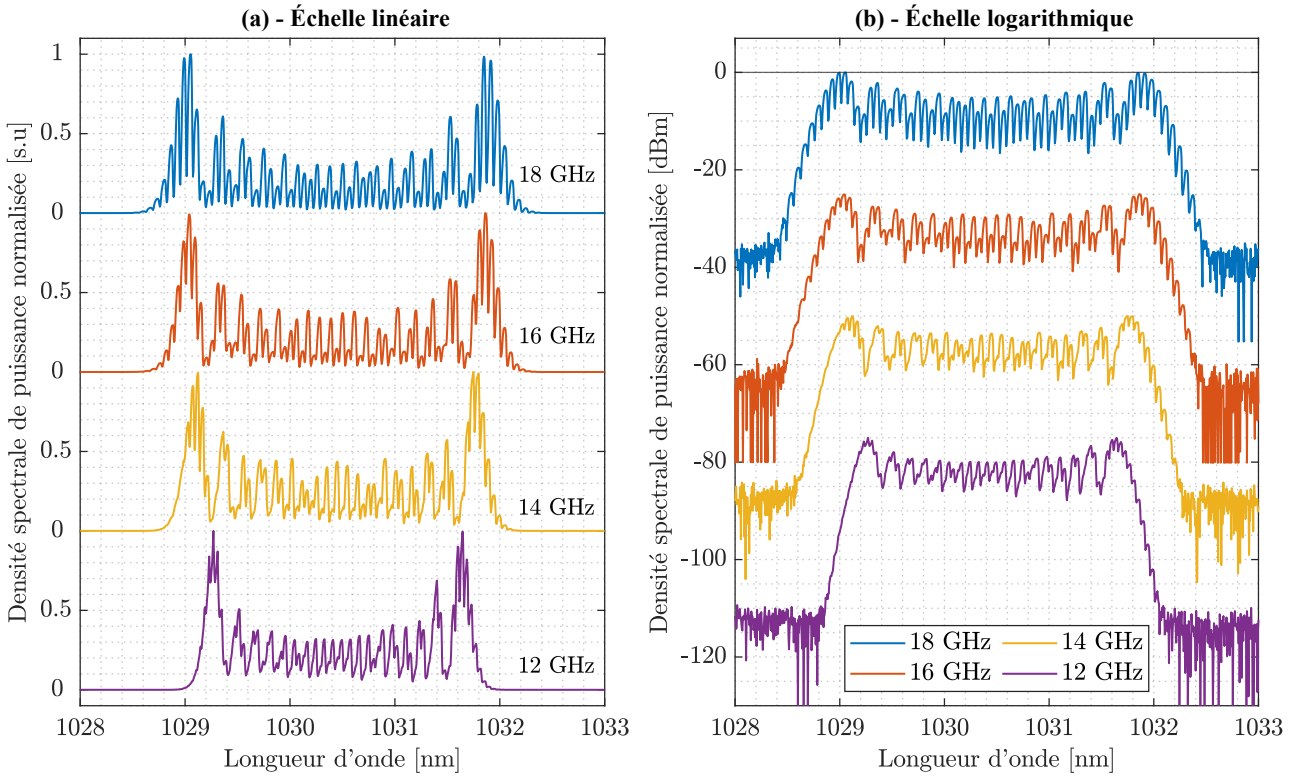


FIGURE 1.27 – Spectres des PFEO générés par le module GigaPico pour quatre cadences différentes. Les spectres sont tracés en échelle **(a)** linéaire et **(b)** logarithmique. La séparation verticale des spectres a été manuellement introduite pour les distinguer. La mesure est faite avec un OSA Q8384 (Advantest) à la résolution de 0.05 nm.

fonction de la fréquence de modulation peut être calculée. Les largeurs entre les deux pics des spectres (en nm et GHz) et la profondeur de modulation totale déduite sont données dans le tableau 1.1 pour plusieurs fréquences de modulation.

| $\mathbf{f_m}$ **[GHz]** | $\Delta\lambda$ **[nm]** | $\Delta\nu$ **[GHz]** | **2M** $[\pi]$ | $\mathbf{\Delta t_p}$ **compressée [ps]** | $\mathbf{\Delta t_{ac}}$ **[ps]** | **Chirp** $[\mathbf{ps.nm^{-1}}]$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 11 | 2.19 | 618 | 8.94 | 1.26 | 1.68 | 16.1 |
| 12 | 2.37 | 670 | 8.88 | 1.16 | 1.48 | 13.2 |
| 13 | 2.50 | 705 | 8.63 | 1.13 | 1.51 | 11.9 |
| 14 | 2.65 | 747 | 8.50 | 1.05 | 1.38 | 10.2 |
| 15 | 2.60 | 733 | 7.77 | 1.03 | 1.39 | 9.9 |
| 16 | 2.82 | 797 | 7.93 | 0.96 | 1.30 | 8.4 |
| 17 | 2.76 | 780 | 7.29 | 0.98 | 1.31 | 8.1 |
| 18 | 2.80 | 790 | 6.97 | 0.94 | 1.28 | 7.6 |

TABLE 1.1 – Propriétés du PFEO généré par le module GigaPico en fonction de la fréquence de modulation (colonne 1). Colonne 2 : largeur du spectre en nm, Colonne 3 : largeur du spectre en GHz, Colonne 4 : profondeur de modulation totale calculée à partir des largeurs spectrales mesurées, Colonne 5 : durée des impulsions après une compression de la dispersion d'ordre 2, Colonne 6 : durée de l'autocorrélation des impulsions compressées, Colonne 7 : Chirp des impulsions non compressées générées par GigaPico.

On constate que la profondeur de modulation n'est pas la même pour toutes les fréquences : c'est la conséquence de la bande passante des composants RF comme les câbles et les amplificateurs RF. En effet, quand la fréquence de modulation atteint les limites de la bande-passante, l'amplitude de la tension sinusoïdale qui contrôle les modulateurs de phase décroit ce qui réduit

la profondeur de modulation. En plus des largeurs des spectres et des profondeurs de modulation, les durées des impulsions après compression sont données dans la cinquième colonne du tableau 1.1. Ces valeurs sont calculées numériquement à partir d'un modèle théorique de la génération électro-optique de GigaPico adapté aux valeurs de largeurs spectrales mesurées (colonnes 2 et 3 du tableau 1.1) : la compression est modélisée uniquement avec de la dispersion d'ordre 2 et permet de remonter à la valeur du chirp des impulsions en sortie (donnée dans la dernière colonne du tableau 1.1). Les durées des autocorrélations des impulsions compressées sont données dans la sixième colonne du tableau pour pouvoir les comparer à des mesures expérimentales (elles sont aussi calculées numériquement). Les simulations montrent que la durée des impulsions compressées est de l'ordre de 1 ps.

### 1.4.3 Conclusion

Pour conclure, la source laser PFEO GigaPico est capable de fournir des impulsions chirpées dont la cadence est continuellement réglable entre 11 GHz et 18 GHz. Compressées, ces impulsions ont une durée d'environ 1 ps. L'avantage d'une telle source est qu'elle est entièrement fibrée donc facilement intégrable à une chaîne optique. Un autre point important est le circuit RF de GigaPico : le signal de contrôle des modulateurs peut être utilisé avec d'autres modules électro-optiques pour manipuler le train d'impulsions.

## 1.5 Conclusion

Dans ce chapitre ont été apportées l'ensemble des connaissances nécessaires pour se familiariser avec les PFEO. Un PFO est une source laser dont le spectre est un ensemble de raies toutes espacées de la même quantité : la cadence. Dans le domaine temporel, un PFO se caractérise par une répétition périodique d'un motif quelconque (de phase ou d'amplitude). Il existe trois types de sources de PFO : les MLL, les micro-résonateurs et les PFEO. C'est cette dernière source qui est utilisée dans nos expériences. Un PFEO génère un PFO par modulation de phase et/ou d'amplitude avec des modulateurs électro-optiques : en combinant ces derniers, les propriétés du PFEO peuvent être modifiées. La particularité de ces sources PFO est que leur cadence peut être continuellement réglée entre deux valeurs. La source laser PFEO développée dans notre laboratoire est appelée GigaPico et est composée de deux modulateurs de phase suivis d'un modulateur d'amplitude. Elle peut générer un train d'impulsions chirpées de cadence continuellement réglable entre 11 GHz et 18 GHz. Ses circuits RF et optiques la rendent facilement intégrable dans une expérience pour manipuler le train d'impulsions.

Toutes ces caractéristiques en font une source laser intéressante pour nos mesures de diffusion Brillouin multi-impulsionnelles car elle peut servir de source laser initiale pour générer des salves d'impulsions de cadence continuellement réglable et dont le nombre est contrôlable.

# Chapitre 2

# Acoustique picoseconde mono-impulsionnelle

## 2.1 Introduction

Dans ce chapitre, la mesure de diffusion Brillouin temporelle (Time Domain Brillouin Scattering, TDBS) mono-impulsionnelle et son montage expérimental réalisés au laboratoire sont présentés. Une telle expérience est mise en place pour préparer l'étude de la nouvelle méthode de génération acoustique et détection multi-impulsionnelles avec la source laser à salve construite à partir du PFEO GigaPico : avant de tester cette nouvelle méthode, nous devons nous assurer de la validité et du bon fonctionnement du montage expérimental de TDBS mono-impulsionnel.

Les objectifs de ce chapitre sont d'expliquer le principe de la mesure de TDBS, de construire une expérience de TDBS et de valider son fonctionnement.

Dans une première partie, le principe de la mesure de la TDBS est expliqué avec un modèle théorique. La deuxième partie présente la source laser construite au laboratoire pour avoir une source laser mono-impulsionnelle. La troisième partie se concentre sur le montage expérimental de la TDBS. Enfin, pour valider le fonctionnement du montage expérimental, les célérités acoustiques longitudinales de 10 matériaux sont mesurées.

## 2.2 La diffusion Brillouin temporelle mono-impulsionnelle - Théorie

La TDBS est une expérience pompe-sonde permettant de mesurer la célérité d'une impulsion acoustique dans un milieu avec un laser impulsionnel. Le but de cette partie est d'expliquer son principe de fonctionnement et quelles en sont les applications.

Dans un premier temps, est expliqué le principe de la mesure et comment elle est utilisée pour mesurer la célérité acoustique d'un matériau. Ensuite, un bref état de l'art de ses diverses applications est présenté. Pour finir, une étude théorique de la diffusion Brillouin temporelle est développée.

### 2.2.1 Principe de la mesure de diffusion Brillouin temporelle

On considère un échantillon de longueur L dans lequel se propage une impulsion acoustique à la célérité $v_l$ (en $m.s^{-1}$) dont nous voulons connaitre la valeur : un schéma de la situation est donné dans la fig.2.1.

L'impulsion acoustique est émise à l'interface z = 0 (voir fig.2.1) à l'instant t = 0 ps et elle se propage suivant l'axe ($\hat{z}$) dans le sens des z croissants. La déformation acoustique est parallèle à sa

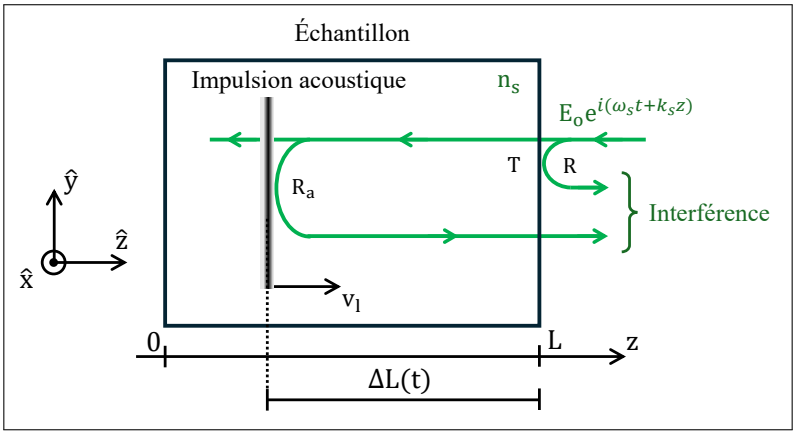


FIGURE 2.1 – Schéma du principe de la mesure de la célérité d'une impulsion acoustique avec un laser (flèches vertes). Les faisceaux optiques réfléchis sont spatialement séparés pour clarifier la figure.

direction de propagation : l'onde est *longitudinale*. Une impulsion acoustique étant une déformation locale de la densité volumique du milieu, elle modifie localement les propriétés du matériau, en particulier l'indice optique. Donc, un champ électrique incident sur le milieu "voit" l'impulsion acoustique comme un miroir partiellement réfléchissant qui se propage à la vitesse $v_l$. Il est donc possible de mesurer la célérité de l'impulsion acoustique en éclairant l'échantillon avec une onde électromagnétique dite *sonde*. Cette dernière est modélisée par un champ électrique plan monochromatique se propageant suivant les z décroissants. On suppose qu'elle arrive en incidence normale sur la face en z = L de l'échantillon (voir fig.2.1), son expression est donc la suivante :

$$E_{in} = E_o e^{i(\omega_s t + k_s z)}$$

Lorsque la sonde éclaire l'échantillon, elle est réfléchie : le champ réfléchi est la somme de deux réflexions.

La première est la réflexion de Fresnel sur la surface de l'échantillon en z = L dont le champ électrique a pour expression :

$$E_r = \sqrt{R} E_o e^{i(\omega_s t - k_s z)}$$

où R est le coefficient de réflexion en puissance de la surface (pour simplifier l'étude, les coefficients de réflexion en amplitudes sont supposés réels).

La deuxième réflexion a lieu sur le front de l'impulsion acoustique et le champ électrique correspondant a pour expression :

$$E_d = T\sqrt{R_a} E_o e^{i(\omega_s t - k_s z)} e^{-ik_s 2\Delta L(t)}$$

où $R_a$ est le coefficient de réflexion en puissance de l'impulsion acoustique et T est le coefficient de transmission en puissance de la surface en z = L. L'aller-retour de la sonde dans l'échantillon entre la surface à z = L et l'impulsion acoustique introduit une différence de marche $\Delta d$ entre les deux champs réfléchis dont l'expression est :

$$\Delta d = 2\Delta L(t) = 2(L - v_l t) \tag{2.1}$$

En utilisant les expressions des sondes réfléchies, le champs électrique total réfléchi s'écrit alors :

$$E_{out} = E_r + E_d = E_{in}\left(\sqrt{R} + T\sqrt{R_a} e^{-2ik_s \Delta L(t)}\right) \tag{2.2}$$

et donc, l'intensité du champ réfléchi devient :

$$P_{out} = P_o^2 \left[ R + T^2 R_a + 2T\sqrt{R_a R}\cos\left(\frac{4\pi n_s}{\lambda_s} L - \frac{4\pi n_s}{\lambda_s} v_l t\right)\right] \tag{2.3}$$

On constate que la puissance des interférences oscille périodiquement dans le temps quand l'impulsion acoustique se propage dans l'échantillon : il s'agit des *oscillations Brillouin*. Leur fréquence, appelée *fréquence Brillouin*, vaut :

$$f_B = \frac{2 n_s v_l}{\lambda_s} \tag{2.4}$$

où $n_s$ est l'indice optique de l'échantillon à la longueur d'onde de la sonde $\lambda_s$. L'évolution temporelle de la puissance réfléchie est tracée dans la fig.2.2.

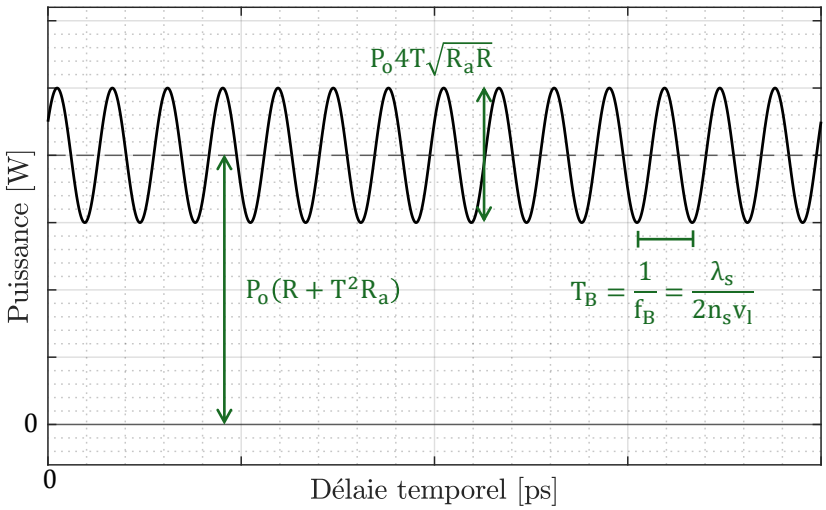


FIGURE 2.2 – Évolution temporelle de la puissance réfléchie par l'échantillon lors de la propagation de l'impulsion acoustique. L'amplitude des oscillations Brillouin est exagérée pour la visualisation.

En mesurant la fréquence des oscillations Brillouin, la célérité acoustique $v_l$ peut être mesurée : cette méthode expérimentale s'appelle la *diffusion Brillouin temporelle* (TDBS pour Time Domain Brillouin Scattering). L'indice optique du milieu à la longueur d'onde de la sonde est donnée dans des bases de données telle que Refractive Index Info [89]. Notons que contrairement à ce que laisse penser le graphique de la fig.2.2, l'amplitude des oscillations est très faible : dans les expériences, la variation du coefficient de réflexion en puissance R induite par l'impulsion est entre $10^{-3}$ et $10^{-5}$. Cette faible valeur s'explique par le fait que la réflexion de la sonde par l'impulsion acoustique se fait par *rétro-diffusion Brillouin* qui est un processus peu efficace. Autrement expliqué, la variation d'indice optique induite par l'impulsion acoustique est faible donc son coefficient de réflexion l'est aussi. Par exemple, les variations du coefficient de réflexion typiques se traduisent par une variation de l'indice optique de l'échantillon allant de $10^{-6}$ à $10^{-4}$ dans le verre de silice à 515 nm.

Il est important de noter que la sonde réfléchie par l'impulsion acoustique est décalée en fréquence par effet Doppler : la fréquence de décalage n'est autre que la fréquence Brillouin (voir Eq.2.4). Ce décalage Doppler a été ignoré car la fréquence Brillouin est négligeable face à la fréquence optique de la sonde. Par exemple, la fréquence d'une sonde à 515 nm est 582.12 THz et le décalage Brillouin dans le verre de silice vaut environ 32.9 GHz à cette longueur d'onde ($n_s = 1.4615$ à 515 nm et $v_l \approx 5800$ m.s$^{-1}$), soit un rapport de $10^{-4}$.

Dans les montages expérimentaux de TDBS, la génération de l'impulsion acoustique et sa mesure par la sonde sont réalisées avec des impulsions optiques : les fonctionnements de ces processus sont expliqués.

**Réflexion de la sonde par l'impulsions acoustique : la diffusion Brillouin**

Comme cela a été précédemment dit, la réflexion de la sonde par l'impulsion acoustique se fait par diffusion Brillouin. Ce phénomène a été expliqué par Léon Brillouin en 1922 [90] et correspond à la réflexion d'une onde électromagnétique par une onde acoustique avec une condition sur les fréquences des deux ondes [91]. Supposons qu'une onde électromagnétique de vecteur d'onde $\vec{k}_s$ rencontre une onde acoustique de vecteur d'onde $\vec{K}$ tel que représenté dans la fig.2.3.

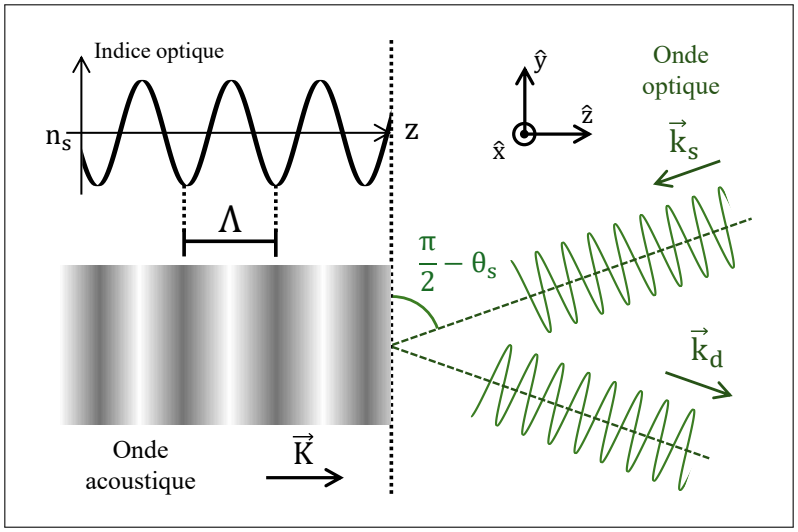


FIGURE 2.3 – Schéma de la diffusion Brillouin d'une onde optique de vecteur d'onde $\vec{k}_s$ par une onde acoustique de vecteur d'onde $\vec{K}$. L'onde diffusée a pour vecteur d'onde $\vec{k}_d$. Les variations périodiques de l'indice optique induites par l'onde acoustique sont représentées à gauche du schéma. Le front d'onde acoustique est représenté par les pointillés verticaux.

La diffusion Brillouin représentée dans la fig.2.3 est un cas plus général que celui de la fig.2.1 car l'onde optique fait un angle $\theta_s$ avec le front acoustique (pointillés verticaux dans la fig.2.3). L'onde optique incidente est réfléchie par l'onde acoustique de longueur d'onde $\Lambda$. Ainsi, le champ électrique "voit" une variation périodique de l'indice optique, autrement dit un *miroir de Bragg* [92]. Dans une telle structure, l'onde incidente est réfléchie avec une certaine efficacité si les réflexions entre deux lobes successifs de l'indice optique (cf fig.2.3) sont en phase. Chaque lobe étant spatialement séparé de $\Lambda$, le déphasage $\Delta\phi$ entre deux réflexions consécutives a pour expression :

$$\Delta\phi = 2\Lambda|\vec{k}_s.\hat{z}| = 2\Lambda||\vec{k}_s||\cos(\theta_s);\ \theta_s \in \left[0;\frac{\pi}{2}\right] \text{ rad} \tag{2.5}$$

La réflexion est efficace quand $\Delta\phi = 2p\pi$, p étant un entier naturel, car les interférences sont constructives. Dans ce cas, la relation 2.5 devient :

$$\Omega = \frac{2v_l n_s}{p\lambda_s}\cos(\theta_s) = \frac{f_B}{p};\ \theta_s \in \left[0;\frac{\pi}{2}\right] \text{ rad} \tag{2.6}$$

Il s'agit de la *condition de Bragg*. On retrouve l'expression de la fréquence Brillouin calculée dans l'Eq.2.4 multipliée par $\cos(\theta_s)$ qui traduit le fait que seule la composante de l'onde optique qui se propage suivant l'axe de propagation de l'onde acoustique est sensible à la réflexion. D'un autre point de vue, le cosinus est la traduction de la célérité "perçue" par l'onde optique quand elle fait un angle avec l'onde acoustique. Pour obtenir l'expression de la condition de Bragg nous avons utilisé la *relation de dispersion acoustique* suivante :

$$\Omega\Lambda = v_l \tag{2.7}$$

La condition de Bragg montre que pour une fréquence acoustique donnée, celle de l'onde optique réfléchie est quantifiée et ne peut pas valoir n'importe quelle valeur, et vice-versa. Dans le

cas de la fig.2.1 où le champ acoustique est une impulsion, la sonde est diffusée par la composante monochromatique de l'impulsion acoustique dont la fréquence respecte la condition de Bragg 2.6. Par conséquent, la célérité de l'échantillon mesurée est celle à la fréquence acoustique de rétro-diffusion, donc la fréquence Brillouin. Le spectre de l'impulsion acoustique n'étant pas forcément uniforme, le choix de la longueur d'onde de la sonde est très important pour maximiser le couplage phonon-photon de la détection.

**Génération de l'impulsion acoustique : l'effet photo-acoustique**

Le processus physique utilisé pour générer l'impulsion acoustique longitudinale est l'*effet photo-acoustique* [93] : il s'agit de l'émission de signaux acoustiques dans un matériau par absorption d'un signal optique. Ce phénomène fut découvert en 1880 par Alexander Graham Bell [94]. L'idée est de fixer à l'échantillon un film qui sert de transducteur optique-acoustique : s'il est éclairé par une impulsion lumineuse, appelée *impulsion pompe*, il génère une impulsion acoustique en suivant le processus schématisé dans la fig.2.4.

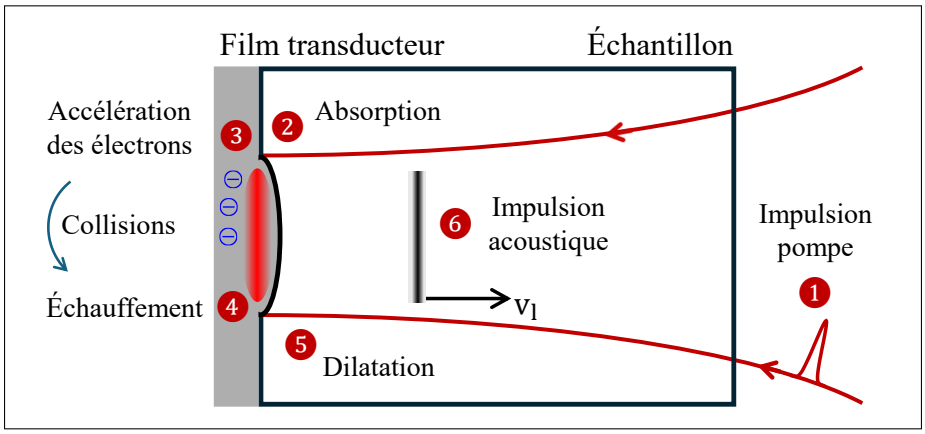


FIGURE 2.4 – Schéma de la génération d'une impulsion acoustique longitudinale avec une impulsion optique.

Quand l'impulsion pompe éclaire le film transducteur, ce dernier l'absorbe (étape 2, fig.2.4). L'absorption accélère les électrons de la bande de conduction du film (étape 3, fig.2.4) qui transmettent par collision leur énergie aux atomes/molécules du film, engendrant un échauffement de ce dernier (étape 4, fig.2.4). L'échauffement provoque une dilatation locale du film (étape 5, fig.2.4) qui, par déformation locale, génère une impulsion acoustique se rétro-propageant dans l'échantillon (étape 6, fig.2.4).

Pour que la conversion de l'énergie optique en énergie acoustique soit maximale, le film est métallique car ces matériaux ont une grande densité d'électrons libres dans la bande de conduction. De cette manière, plus d'électrons sont accélérés par l'impulsion pompe donc plus d'atomes et/ou de molécules sont excités ce qui conduit à un plus grand échauffement du film. Ce dernier est choisi pour absorber fortement à la longueur d'onde de la pompe : on trouve par exemple dans la littérature des films en chrome, germanium ou en tellurure d'arsenic (III) amorphes. Les caractéristiques spatio-temporelles de l'impulsion acoustique dépendent de la nature du film, de ses dimensions spatiales, de la durée et forme de l'impulsion pompe et des propriétés acoustiques de l'échantillon. On parle d'*acoustique picoseconde* quand la durée de l'impulsion pompe est de l'ordre de la picoseconde, ce qui est le cas dans nos travaux de recherche.

**Reconstruction de l'axe temporel : les impulsions optiques**

Pour reconstruire l'axe temporel de la fig.2.2, l'échantillon est sondé avec une impulsion sonde. De cette manière l'état de l'échantillon est mesuré à l'instant où la sonde l'éclaire : la méthode est

schématisée dans la fig.2.5.

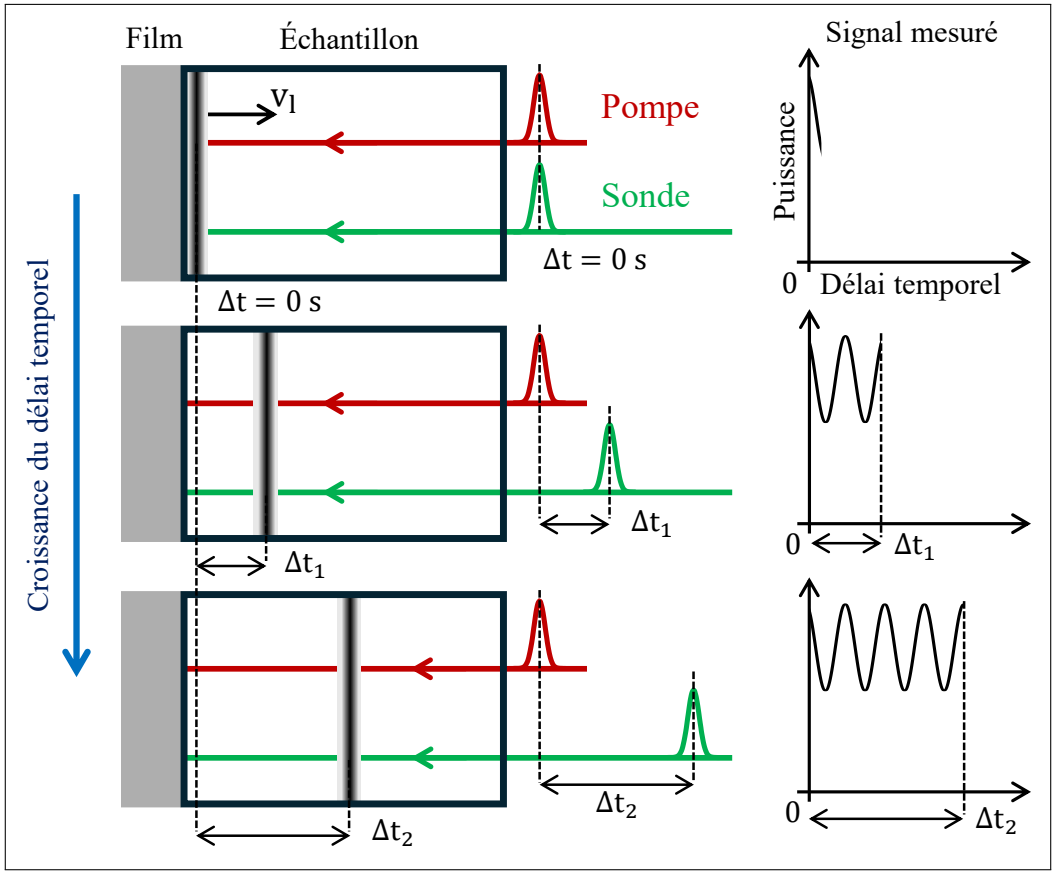


FIGURE 2.5 – Explication schématique de la mesure de la propagation de l'onde acoustique dans un échantillon avec un duo d'impulsions pompe et sonde.

En changeant le délai temporel $\Delta t$ entre les impulsions pompe et sonde, l'évolution de la puissance réfléchie par l'échantillon (cf Eq.2.3) est mesurée : le contrôle du délai est fait avec une ligne à retard. La fréquence des oscillations Brillouin peut donc être mesurée pour en déduire la célérité acoustique de l'impulsion. Utiliser des impulsions pompe et sonde permet de localiser le temps t = 0 ps (quand la pompe éclaire le film transducteur) et de mesurer l'état de l'échantillon à un instant précis.

**Conclusion**

Pour résumer, l'expérience de diffusion Brillouin temporelle (TDBS) consiste à générer une impulsion acoustique en éclairant un film transducteur avec une impulsion optique pompe puis de mesurer la propagation de l'impulsion acoustique par rétro-diffusion Brillouin d'une deuxième impulsion optique sonde. En changeant le délai temporel entre la pompe et la sonde, la fréquence des oscillations Brillouin est mesurée ce qui permet de calculer la célérité acoustique longitudinale de l'échantillon à la fréquence Brillouin. Cette expérience fut introduite par C.Thomsen *et al.* en 1984 [3] et 1986 [4, 95]. La TDBS pour mesurer la célérité acoustique est l'expérience étudiée dans nos travaux de recherche pour tester une nouvelle méthode d'excitation acoustique et de détection.

### 2.2.2 Applications de la diffusion Brillouin temporelle

La TDBS possède de multiples applications dans de nombreux domaines : nous en proposons dans cette partie un bref aperçu avec une ouverture sur certaines de ses variations.

**Caractérisation des propriétés mécaniques**

La première utilisation de la TDBS est la mesure de la célérité longitudinale et de l'atténuation acoustique de milieux compacts. La première démonstration de mesure d'une célérité acoustique avec l'expérience de TDBS a été faite en 1986 par C.Thomsen *et al.* [4] : l'échantillon testé était un verre composé à 25% de BaO, 15% de $B_2O_3$, 10% de $Al_2O_3$ et à 50% de $SiO_2$ (verre n°7059 de Corning). Les oscillations Brillouin mesurées sont tracées dans la fig.2.6(a).

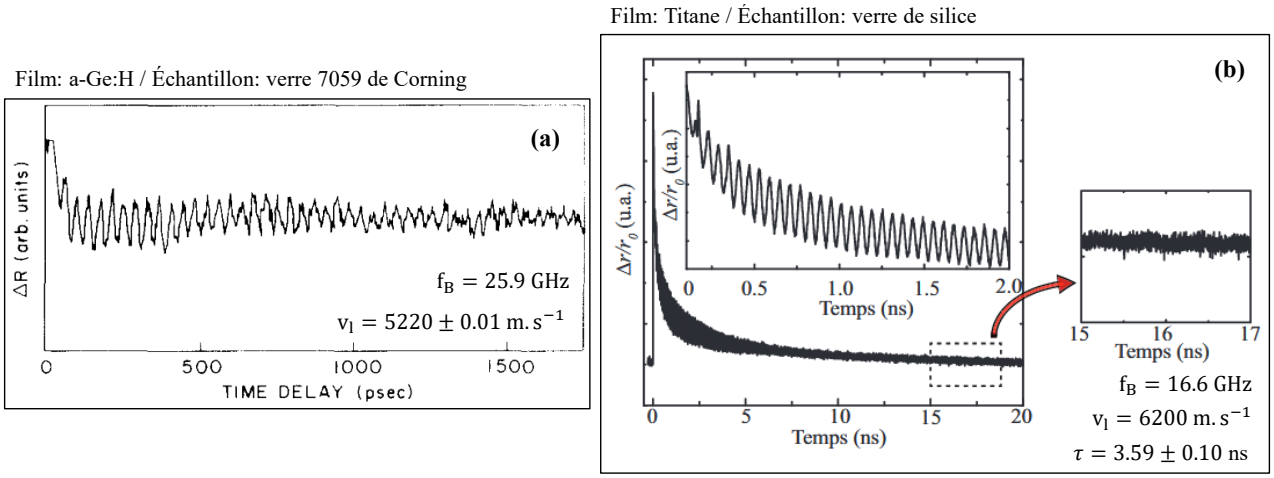


FIGURE 2.6 – **(a)** Variation de réflectivité mesurée dans le verre 7059 de Corning par C.Thomsen *et al.* [4]. **(b)** Variation de réflectivité mesurée dans du verre de silice ($SiO_2$) par A.Abbas [96]. Les deux mesures sont obtenues avec l'expérience de TDBS. La fréquence Brillouin $f_B$, la célérité acoustique longitudinale $v_l$ et le temps de vie des phonons (i.e l'inverse de l'atténuation acoustique) sont donnés dans les deux graphiques.

Les oscillations Brillouin mesurées dans la fig.2.6(a) décroient dans le temps à cause de l'atténuation acoustique. En effet, lors de la propagation, l'amplitude de l'impulsion acoustique décroît ce qui induit une diminution de la puissance sonde rétro-diffusée qui se traduit en une décroissance exponentielle de l'amplitude des oscillations Brillouin. IL est donc possible d'en déduire le coefficient d'atténuation acoustique du milieu à la fréquence Brillouin [97]. Pour être précise, la mesure doit se faire sur un long délai temporel afin d'avoir la totalité de la décroissance exponentielle : par exemple, la détection hétérodyne permet de scanner le délai temporel sur une dizaine de ns. Une telle expérience a été développée par A.Abbas [96] : la mesure a été réalisée dans du verre de silice ($SiO_2$) et elle est tracée dans la fig.2.6(b). Leur expérience permet d'atteindre un délai de 20 ns et de mesurer le temps de vie acoustique du verre de silice à 16.6 GHz : 3.59 ± 0.10 ns.

Les mesures acoustiques présentées dans la fig.2.6 sont faites à température et pression ambiantes. Or, ces paramètres ont un impact sur les propriétés mécaniques, et donc acoustiques, de l'échantillon étudié : mesurer la dépendance des propriétés acoustiques en fonction de ces paramètres permet de caractériser un matériau et d'améliorer les modèles théoriques. Pour la température, le milieu est simplement chauffé et la célérité et l'atténuation acoustiques sont mesurées à partir des oscillations Brillouin [98-100]. Dans le cas de la pression, plusieurs montages expérimentaux utilisent une *cellule à enclume diamantée* [101, 102] qui permet d'appliquer des pressions allant jusqu'à 80 GPa (Pascal) : en faisant varier la pression appliquée sur l'échantillon, les propriétés acoustiques d'un échantillon peuvent être mesurées avec une expérience de TDBS [103-105]. Deux mesures de la célérité acoustique en fonction de la température et de la pression sont données comme exemple dans la fig.2.7.

La TDBS peut servir à caractériser les propriétés mécaniques des matériaux [106, 107] : en effet, la célérité acoustique dépend des *constantes élastiques*. De telles caractérisations ont de nom-

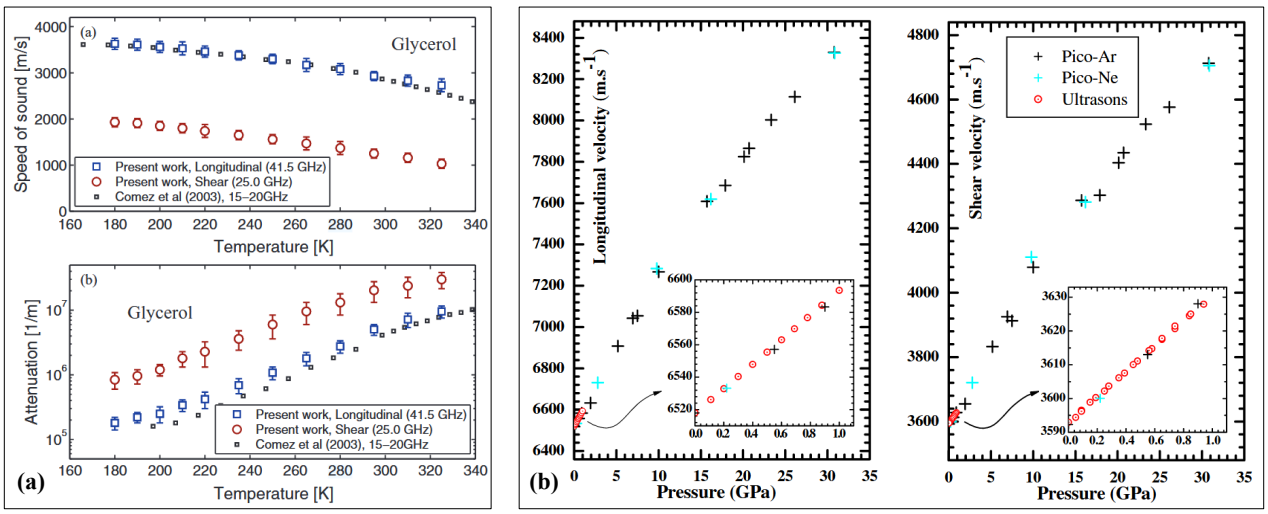


FIGURE 2.7 – **(a)** Évolutions en fonction de la température des célérités et atténuations acoustiques longitudinales (longitudinal) et transversales (shear) dans le glycérol. **(b)** Évolutions en fonction de la pression des célérités longitudinale et transversale dans le quasi-cristal AlPdMn. Les mesures ont été réalisées avec une expérience de TDBS respectivement par C.Klieber *et al.* [100] et F.Decremps *et al.* [104].

breuses applications dans divers domaines comme par exemple en nucléaire [108], en caractérisation de cristaux [109] etc.

### Mesure de la relation de dispersion acoustique

Comme en électromagnétisme, l'atténuation et la célérité acoustiques varient en fonction de la fréquence acoustique : le milieu est dispersif [110]. Il devient donc clair que mesurer la relation de dispersion acoustique permet d'affiner et corriger les modèles théoriques. Pour cela, l'expérience de TDBS peut être utilisée pour mesurer les propriétés acoustiques dans une gamme de fréquence allant du GHz à la centaine de GHz [5]. Il existe plusieurs méthodes pour faire varier la fréquence Brillouin : par exemple, l'expression de cette dernière 2.6 montre qu'il est possible de changer la fréquence acoustique sondée en changeant la longueur d'onde centrale de la sonde [111][112]. Un exemple de mesure de l'atténuation acoustique du verre de silice ($SiO_2$) en fonction de la fréquence ayant recours à cette technique est tracée dans la fig.2.8.

Un autre technique basée sur la variation de la longueur d'onde de la sonde consiste à utiliser des impulsions de lumière blanche [113]. En mesurant la sonde rétro-diffusée avec un spectromètre, les propriétés acoustiques peuvent être mesurées en une seule fois sur une large bande acoustique (environ 10 GHz de bande autour de 170 GHz).

### Acoustique non-linéaire

La propagation d'une onde acoustique peut être non-linéaire : comme il s'agit d'une déformation locale du milieu, plus son amplitude augmente, plus le milieu y oppose une résistance importante. Or, ce dernier n'est pas infiniment déformable donc, à partir d'une certaine amplitude acoustique, l'effet de rappel n'est plus proportionnel à la déformation [114, 115] : la propagation devient non-linéaire. Dans ce cas là, les propriétés de l'impulsion acoustique changent lors de sa propagation, comme par exemple sa célérité, sa forme, sa composition spectrale etc. Ces changements peuvent être mesurés avec une expérience de TDBS [116, 117]. Par exemple, C.Klieber *et al.* [118] ont mesuré l'évolution de la célérité d'une impulsion acoustique lors de sa propagation non-linéaire dans un verre DC704 : la mesure est faite à travers la fréquence Brillouin. Plus glo-

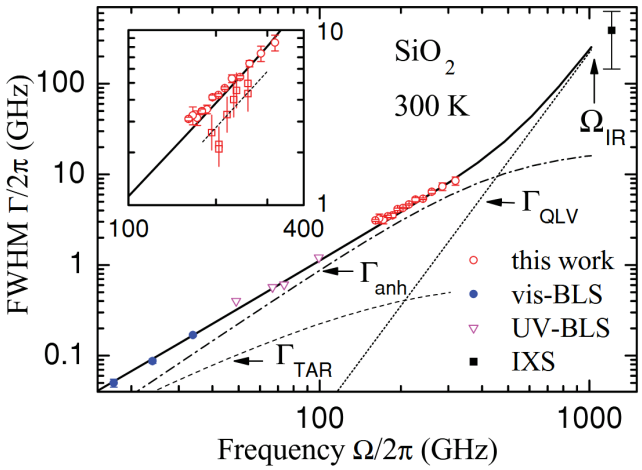


FIGURE 2.8 – Mesure de l'atténuation acoustique en fonction de la fréquence dans le verre de silice ($SiO_2$). La courbe noir lisse est le modèle théorique de la dispersion. Les mesures sont représentées par les cercles rouges et les autres points correspondent à d'autres méthodes expérimentales dans différentes plages fréquentielles. L'atténuation est exprimée en largeur spectrale Γ. Les mesures ont été réalisées par S.Ayrinhac *et al.* [111].

balement, les expériences d'acoustique non-linéaire ont de nombreuses applications comme par exemple en géophysique, astrophysique, biologie ou en fusion nucléaire [118, 119].

**Profilage en profondeur**

Une expérience de TDBS peut être utilisée pour sonder en profondeur l'état d'un échantillon : pour cela, l'axe temporel est convertie en axe spatial z de profondeur en le multipliant par la célérité acoustique de l'impulsion. Avec cette technique, il devient possible d'étudier les variations spatiales de propriétés optiques et mécaniques avec une précision allant jusqu'à une dizaine de nm [120, 121]. Il est possible de détecter des impuretés, des hétérogénéités ou des gradients car chacune de ces "perturbations" provoque une variation locale de l'indice optique et/ou de la célérité acoustique qui sont traduites en une modification de l'amplitude, de la fréquence et/ou de la phase des oscillations Brillouin. Par exemple, il est possible de mesurer un changement de la nature chimique du matériau [122-124], une variation thermique [125, 126], ou encore une évolution de la densité volumique d'un milieu [127].

**Imagerie 3D**

En ajoutant une translation 2D à un montage de TDBS, une cartographie 3D d'une ou plusieurs propriétés d'un échantillon est construite. C'est par exemple le cas de la structure poly-cristalline de l'eau sous des pressions importantes (entre 50 GPa et 80 GPa) [128]. Une des applications les plus remarquable de l'imagerie 3D par TDBS est la biologie [129-132] : il devient par exemple possible de caractériser les propriétés mécaniques d'une cellule [133].

**Variations du montage expérimental de TDBS**

Les expériences de TDBS jusque là présentées sont utilisées pour mesurer la propagation d'ondes acoustiques longitudinales. Il est cependant possible de mesurer d'autres grandeurs et phénomènes physiques avec un tel montage pompe-sonde en lui apportant les modifications adéquates. Un exemple très souvent rencontré sont les ondes acoustiques *transversales* (*shear* en anglais) : elles se distinguent des ondes longitudinales par le fait que la déformation est perpendiculaire à la direction de propagation. La différence est schématiquement représentée dans la fig.2.9.

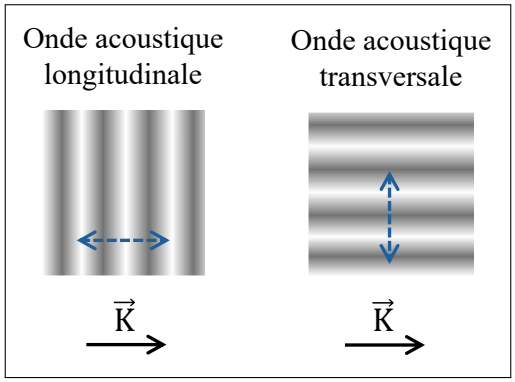


FIGURE 2.9 – Représentations schématiques d'une onde acoustique longitudinale et transversale. L'axe de propagation de l'onde est représentée par le vecteur d'onde $\vec{K}$ et l'axe de déformation par la double flèche en pointillés bleus.

La détection d'une onde acoustique transversale avec un montage de TDBS peut se faire comme avec une onde longitudinale. Aussi, d'autres montages expérimentaux mesurent la rotation de l'axe de polarisation de la sonde rétro-diffusée [134]. La génération d'une onde acoustique transversale nécessite de briser la géométrie de l'émission en utilisant par exemple un film transducteur coupé de telle sorte à briser sa symétrie cristalline [135]. Une autre expérience souvent rencontrée avec celle de TDBS est la mesure d'impulsions acoustiques et d'échos se propageant dans des surfaces [95] ou dans des solides. Dans ce dernier cas, la forme de la déformation acoustique est obtenue grâce à une détection interférométrique de la variation de réflectivité d'un film sur lequel se réfléchie l'impulsion acoustique : il s'agit de *l'interférométrie picoseconde ultrasonique* [136, 137]. La forme de l'impulsion et se ses échos permettent de remonter à la célérité et l'atténuation acoustiques d'un matériau [110, 138].

#### Conclusion

Pour conclure, la TDBS fait partie de la famille des expériences pompe-sonde ultrasoniques qui permettent d'étudier les propriétés acoustiques, mécaniques et thermiques de matériaux. C'est une technique expérimentale mature devenue un outil à la disposition de nombreux domaines pour caractériser des échantillons et il en existe de nombreuses variations.

### 2.2.3 Théorie de la TDBS - Génération de l'impulsion acoustique

Un modèle théorique simple de l'émission de l'impulsion acoustique par le film transducteur éclairé est développé. Pour ne pas alourdir cette partie, seuls les principaux résultats et étapes de l'étude sont donnés, les détails du modèle théorique et les démonstrations mathématiques sont donnés dans l'annexe D. Le modèle est basé sur ceux développés dans les travaux de thèse de S.Laborde [139] et A.Abbas [96]. Dans un premier temps, l'équation de propagation de l'impulsion acoustique est développée puis, dans un deuxième temps, l'expression analytique du champ acoustique généré est donnée.

#### Le principe fondamental de la dynamique en élasticité

Pour obtenir l'équation différentielle décrivant la génération et la propagation de l'impulsion acoustique, l'expression du tenseur des contraintes total $\sigma^{\text{tot}}$ doit être déterminée. Le but est de l'injecter dans l'équation obtenue avec le principe fondamental de la dynamique appliqué à la théorie de l'élasticité suivante :

$$\rho \frac{\partial^2 u_j}{\partial t^2}(\vec{r},t) = \sum_{i=1}^{3} \frac{\partial \sigma_{ij}^{tot}}{\partial x_i}(\vec{r},t) \tag{2.8}$$

où $\rho$ est la densité volumique de masse du solide (supposée homogène), les $\sigma_{ij}^{tot}$ sont les coefficients du tenseur de contrainte total, $u_j$ est la $j^{ème}$ composante du vecteur déplacement $\vec{u}$ et $x_i$ est la $i^{ème}$ coordonnée exprimée dans le repère orthonormé $(\hat{x}_1,\hat{x}_2,\hat{x}_3)$. Le tenseur de contrainte total est la somme de deux contributions :

$$\sigma^{tot} = \sigma^{H} + \sigma^{th} \tag{2.9}$$

Le tenseur $\sigma^H$ est celui de la *loi de Hooke* qui modélise les contraintes introduites par la déformation du solide. Les composantes de $\sigma^H$ s'expriment en fonction des *déformations* $e_i$ ($i \in [\![1;6]\!]$) de la manière suivante :

$$\sigma^{H}{}_i = \sum_{j=1}^{6} C_{ij} e_j \; ; \;\; i \in [\![1;6]\!] \tag{2.10}$$

où les coefficients $C_{ij}$ sont les *constantes élastiques* du milieu étudié (introduites et définies dans l'annexe D avec les déformations $e_i$). Le tenseur $\sigma^{th}$ est le *tenseur de contrainte thermique* : il modélise les forces introduites par l'échauffement du milieu.

### Le tenseur de contrainte thermique

Le tenseur des contraintes thermiques modélise la force qu'exerce le film transducteur sur l'échantillon quand il est éclairé par l'impulsion pompe. Comme expliqué dans la fig.2.4, les électrons de la bande de conduction du film transducteur servent à convertir l'énergie optique de la pompe en élévation de température $\Delta T$ qui conduit à la déformation locale du film. Les différentes étapes de conversion de l'énergie ne sont pas instantanés : en effet, les simulations réalisées par V.Cherruault [140] montrent que dans un film de chrome, l'accélération des électrons se fait en environ 0.24 ps et l'échauffement du film en environ 0.42 ps. Ces processus étant très courts comparés aux oscillations Brillouin (30 ps dans le verre de silice à 515 nm) et à la durée des scans temporels (1 ns), la conversion de l'énergie optique en élévation de température est supposée instantanée dans la suite de notre étude. Cette hypothèse nous permet de proposer un modèle simple pour étudier la TDBS dans les cas mono et multi-impulsionnels. Pour exprimer la densité de variation de température $\Delta T$ (en $K.m^{-3}$), on considère le système de la fig.2.10.

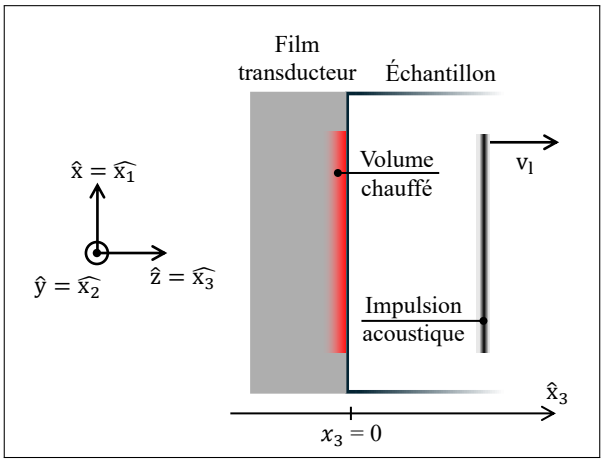


FIGURE 2.10 – Schéma de l'éclairement du film transducteur par une impulsion optique et de l'échauffement en résultant. Le repère $(\hat{x}_1,\hat{x}_2,\hat{x}_3)$ est orthonormé.

Quand l'impulsion pompe éclaire le film transducteur, son énergie y est progressivement absorbée. L'absorption ayant lieu dans un volume, l'énergie absorbée par le film est exprimée avec la *densité volumique d'énergie absorbée* $W(\vec{r},t)$ (en $J.m^{-3}$). Ainsi, la densité de variation de température a pour expression :

$$\Delta T(\vec{r},t) = \frac{W(\vec{r})}{C_v} \tag{2.11}$$

où $C_v$ est la *capacité thermique* (en $J.K^{-1}$) du film transducteur. La densité volumique d'énergie absorbée W a pour expression :

$$W(\vec{r},t) = (1-R)Q\alpha e^{-\alpha x_3} S(x_1,x_2)H(t) \tag{2.12}$$

où R est le coefficient de réflexion en puissance de l'interface film-échantillon, Q est l'énergie contenue dans l'impulsion pompe (en J), $\alpha$ est le coefficient d'absorption linéaire du film transducteur (en $m^{-1}$), S est la *fluence normalisée* du faisceau pompe sur la surface du film (en $m^{-2}$) et H est la *fonction de Heaviside* : elle est la traduction de la conversion instantanée de l'énergie optique en échauffement thermique. Le terme 1-R correspond aux pertes d'énergie de la pompe induites par la réflexion à l'interface film-échantillon. Quand l'impulsion se propage dans le film, son énergie est progressivement absorbée par le milieu ce qui est traduit par l'exponentielle décroissante $e^{-\alpha z}$. La profondeur sur laquelle est absorbée la pompe est d'environ $\alpha^{-1}$ : dans notre cas, le film est en chrome donc $\alpha = 4.4\times10^5 cm^{-1}$ à 1030 nm [141], ainsi l'énergie est déposée dans le film sur une profondeur d'environ 23 nm. La fluence normalisée S du faisceau de pompe est considérée constante car la profondeur d'absorption de la pompe est très inférieure au diamètre du faisceau, de l'ordre d'une dizaine de µm.

L'échauffement du film conduit à une dilatation locale de ce dernier. La déformation est exprimée grâce au *tenseur de dilatation thermique* $[\beta]$ qui est une matrice carrée 3x3 symétrique dont les coefficients $\beta_{ij}$ relient les déformations $e_{ij}$ à la variation de température $\Delta T$ par l'égalité suivante :

$$e_i = \beta_i \Delta T \; ; \; i \in [\![1;6]\!]$$

On suppose que le film transducteur est thermiquement isotrope donc $[\beta]$ est une matrice identité multipliée par une constante $\beta$. En se basant sur la loi de Hooke de l'Eq.D.3, les contraintes introduites par la dilatation thermique locale sont exprimées par le *tenseur de contrainte thermique* $\sigma^{th,ft}$ :

$$\sigma_i^{th,ft} = \sum_{j=1}^{6} C_{ij}\beta\Delta T(x_3,t) \tag{2.13}$$

Ce tenseur n'est valable que dans le film transducteur : quand il se dilate, l'échantillon est compressé au niveau de l'interface film-échantillon. Par principe des actions réciproques, l'échantillon exerce sur cette interface une force de même intensité que celle appliquée par le film mais dans le sens opposé : une explication est donnée dans la fig.2.11.

Comme le montre la fig.2.11(a), la contrainte à prendre en compte dans l'échantillon est l'opposée de celle exercée par le film. Ainsi, le tenseur de contrainte thermique dans l'échantillon a pour expression :

$$\sigma^{th} = -\sigma^{th,ft}$$

Ainsi, le tenseur de contrainte total à utiliser dans l'équation D.1 est

$$\sigma^{tot} = \sigma^{H} - \sigma^{th,ft} \tag{2.14}$$

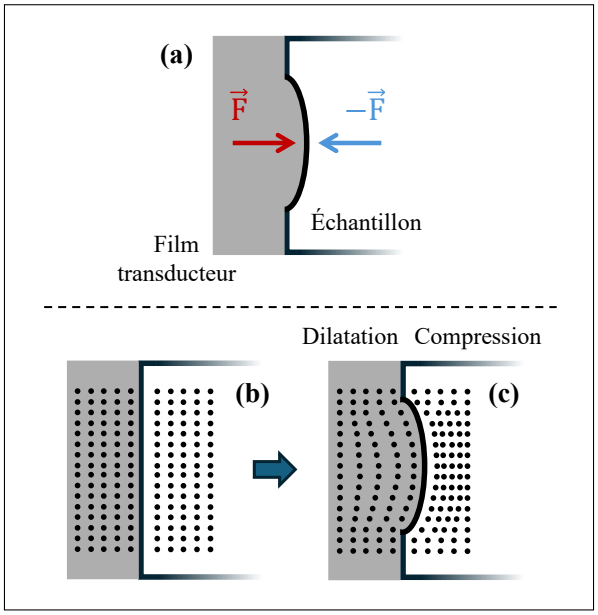


FIGURE 2.11 – **(a)** Schéma montrant que l'échantillon exerce sur l'interface film-échantillon une force de même amplitude mais opposée à celle appliquée par le film transducteur. Les figures **(b)** et **(c)** représentent les points des deux milieux sans et avec dilatation du film.

Notons que les effets thermiques ayant lieu dans le film transducteur sont ignorés car le processus de génération acoustique est supposé plus rapide et la durée entre deux impulsions pompe est considérée suffisamment longue pour que le film retourne à sa température initiale. Par exemple, le coefficient de diffusivité thermique du chrome (notre film transducteur) vaut 0.2 $cm^2.s^{-1}$ [142]. Donc, en prenant la profondeur de pénétration de la pompe dans le film (23 nm), le temps de diffusion après éclairement du film est d'environ 26 ps : la cadence des impulsions étant de l'ordre de la centaine de kHz, le film retourne à l'équilibre thermique et à température ambiante entre chaque impulsion pompe.

**L'équation de propagation acoustique avec contrainte thermique**

Pour simplifier le modèle théorique, il est supposé que la déformation du film ne se fait que suivant l'axe $(\hat{x}_3)$. Cette hypothèse simplificatrice repose sur le fait que la variation de température $\Delta T$ ne dépend que de $x_3$ et que le diamètre du faisceau pompe est environ mille fois supérieur à sa profondeur de pénétration dans le film transducteur. Ainsi, le vecteur déplacement n'a qu'une seule composante qui est suivant l'axe $(x_3)$ :

$$\vec{u}(\vec{r},t) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ u_3(\vec{r},t) \end{pmatrix} \tag{2.15}$$

En plus de cette simplification, il est supposé que la diffraction acoustique est négligeable et que l'impulsion générée est purement longitudinale. Par conséquent, le problème peut être réduit à une dimension spatiale, ce qui se traduit par une dépendance de $u_3(\vec{r},t)$ uniquement à $x_3$ et t. Ainsi, en injectant l'expression 2.14 du tenseur des contraintes total dans l'équation différentielle D.1 et en utilisant l'expression simplifiée de $\vec{u}(\vec{r},t)$, on obtient *l'équation de propagation acoustique* suivante :

$$\frac{1}{v_l^2}\frac{\partial^2 e_3}{\partial t^2}(x_3,t) - \frac{\partial^2 e_3}{\partial x_3^2}(x_3,t) = -\alpha^2 \zeta e^{-\alpha x_3} H(t) \tag{2.16}$$

où

$$\zeta = \frac{\beta}{C_{33}C_v}(1-R)Q\alpha S\sum_{j=1}^{3}C_{3j}$$

est une constante servant à alléger l'écriture. L'équation différentielle 2.16 décrit la génération de l'impulsion acoustique et sa propagation dans l'échantillon. Elle est exprimée pour la déformation $e_3$ (sans unité) définie de la manière suivante :

$$e_3(x_3,t) = \frac{\partial u_3}{\partial x_3}(x_3,t)$$

car l'impulsion est longitudinale et se propage uniquement suivant l'axe $\hat{x}_3$. La constante $v_l$ est la *célérité longitudinale* de l'impulsion acoustique et a pour expression :

$$v_l = \sqrt{\frac{C}{\rho}} \tag{2.17}$$

avec C une valeur propre de la *matrice de Christoffel* (voir annexe D). La résolution de l'équation différentielle requiert d'utiliser la transformée de Fourier et la théorie des distributions. Elle est détaillée dans l'annexe D. La solution a pour expression :

$$e_3(x_3,t) = -\frac{1}{2}\zeta \mathrm{sgn}(x_3 - v_l t)e^{-\alpha|x_3 - v_l t|}H(x_3)H(t) + \frac{1}{2}\zeta\left(2 - e^{-\alpha v_l t}\right)e^{-\alpha x_3}H(x_3)H(t) \tag{2.18}$$

Les fonctions de Heaviside en $x_3$ et t expriment respectivement le fait que la déformation acoustique n'existe pas dans le demi-espace des $x_3 \leq 0$ car il n'y a pas d'échantillon et que tant que l'impulsion optique pompe n'éclaire pas le film transducteur (à t = 0 ps), aucune déformation n'existe. La déformation acoustique décrite par l'Eq.2.18 est la somme de deux contributions. La première est celle qui dépend de la variable $x_3 - v_l t$ (terme de gauche dans l'Eq.2.18) : c'est l'impulsion acoustique qui se propage à la vitesse $v_l$. La deuxième contribution est le terme non propagatif (à droite dans l'Eq.2.18) : elle correspond à la déformation constante de l'interface film-échantillon ($x_3 = 0$ dans la fig.2.10) car $\Delta T$ est constant après t = 0 s. Dans la réalité, ce terme finit par disparaitre car la température retourne à sa valeur initiale par *diffusion thermique*. L'évolution de la déformation $e_3$ en fonction de $x_3$ est tracée dans la fig.2.12 pour trois instants temporels différents.

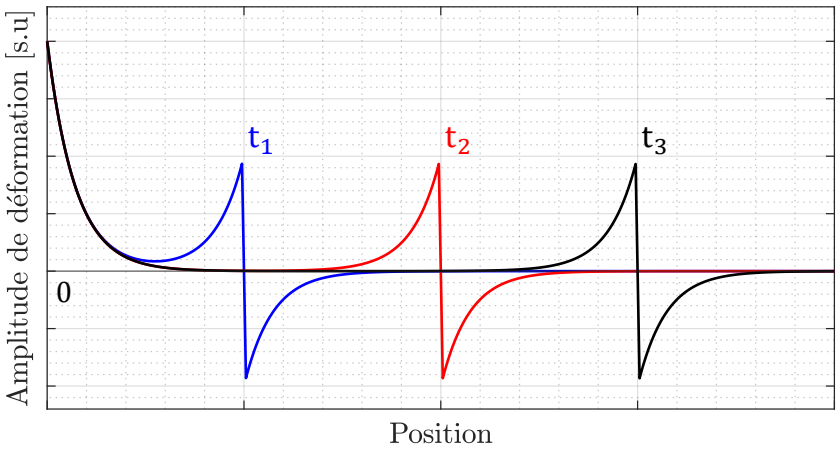


FIGURE 2.12 – Évolution en fonction de $x_3$ de la déformation élastique générée par la variation de température $\Delta T$. La déformation est tracée pour trois instant différents tel que $t_1 < t_2 < t_3$.

On retrouve dans les graphiques de la fig.2.12 le fait que la déformation acoustique est la somme d'un terme non propagatif (l'exponentielle décroissante à partir de $x_3 = 0$ nm) et d'un

terme propagatif (l'impulsion acoustique). Comme nous nous intéressons uniquement à la propagation acoustique et que l'exponentielle décroissante s'étend sur une très faible longueur (environ 23 nm pour le chrome, soit une durée de 4 ps pour une mesure dans le verre de silice), seule la partie impulsionnelle de l'Eq.2.18 est conservée dans la suite de l'étude théorique. Ainsi, la déformation acoustique est réduite à sa partie propagative d'expression suivante :

$$e_3(x_3,t) = -\frac{1}{2}\zeta \mathrm{sgn}(x_3 - v_l t) e^{-\alpha|x_3 - v_l t|} H(x_3) H(t) \tag{2.19}$$

L'évolution dans le temps de la déformation introduite par l'impulsion acoustique (décrite par l'Eq.2.19) est tracée dans la fig.2.13.

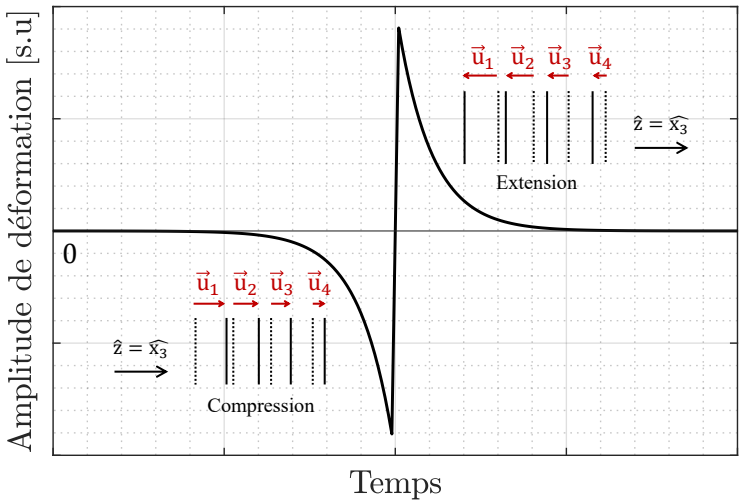


FIGURE 2.13 – Évolution temporelle de la déformation de l'impulsion acoustique. Les vecteurs déplacement de plusieurs points sont représentés en rouge pour indiquer dans quel sens se déforme l'échantillon lors du passage de l'impulsion acoustique. Les positions des points du milieu sont représentés par les traits verticaux pleins et ceux avant la déformation en pointillés.

La fig.2.13 montre que lors du passage de l'impulsion acoustique, l'échantillon est d'abord compressé (partie négative), puis il est étiré (partie positive).

### Spectre acoustique

Comme en optique, l'impulsion acoustique peut être décomposée en un ensemble d'ondes monochromatiques : les amplitudes et phases de ces composantes forment son spectre. Ce dernier est calculé avec la transformée de Fourier de la déformation acoustique de l'Eq.2.19 et a pour expression :

$$S_3(\nu) = \frac{-i}{2\pi}\zeta \frac{\nu}{\left(\frac{\alpha v_l}{2\pi}\right)^2 + \nu^2} e^{-2i\pi\nu\frac{x_3}{v_l}} \tag{2.20}$$

Le spectre en amplitude $|S(\nu)|$ est tracé dans la fig.2.14.

Chaque fréquence acoustique qui compose l'impulsion correspond à un *phonon* qui se propage à une certaine célérité de phase. Les expressions de la fréquence d'amplitude maximale et de la largeur à mi-hauteur du spectre de la fig.2.14 montrent que les caractéristiques de l'impulsion acoustique dépendent des propriétés optiques et mécaniques du film transducteur et de l'échantillon. Par exemple, dans nos expériences, le film est en chrome et l'un des échantillons est du verre de silice ($S_iO_2$, $v_l = 5800$ m.s$^{-1}$ à 33.5 GHz) donc la largeur à mi-hauteur vaut $\Delta\nu = 139$ GHz et la fréquence maximale $\nu_M = 40.3$ GHz. Le spectre étant large, l'impulsion acoustique est courte :

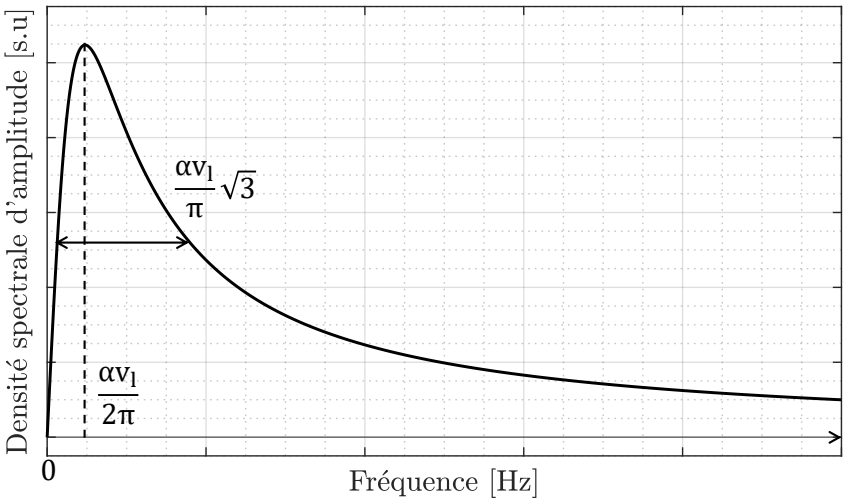


FIGURE 2.14 – Spectre en amplitude de l'impulsion acoustique générée par un film transducteur éclairé par une impulsion pompe. La position du maximum est indiquée par la ligne verticale en pointillés et la largeur à mi-hauteur par la double flèche.

environ $2/\alpha v_l$, soit 8 ps dans le verre de silice avec un transducteur en chrome. Le spectre acoustique étant très large, la condition de Bragg 2.6 entre la sonde et l'impulsion acoustique est respectée pour une large gamme de longueur d'onde de la sonde. Ainsi, une large bande fréquentielle acoustique peut être étudiée avec l'expérience de TDBS.

#### Prise en compte de l'atténuation acoustique

L'amplitude d'une onde acoustique s'atténue quand elle se propage dans un milieu. De multiples phénomènes physiques en sont à l'origine comme l'absorption par le milieu et la dispersion acoustique. Pour prendre en compte l'atténuation de l'impulsion, l'expression de l'Eq.2.19 est multipliée par une exponentielle décroissante dépendant de $x_3$ comme suit :

$$e_3(x_3,t) = -\frac{1}{2}\zeta \mathrm{sgn}(x_3 - v_l t) e^{-\alpha|x_3 - v_l t|} e^{-\alpha_a x_3} H(x_3) H(t) \tag{2.21}$$

Le coefficient $\alpha_a$ (en $m^{-1}$) est le *coefficient d'atténuation acoustique* en amplitude, il dépend de la fréquence de l'onde acoustique : par exemple, il vaut $7 \times 10^4$ $m^{-1}$ à 30 GHz dans le verre de silice [112]. Dans la suite, la forme de la déformation acoustique utilisée est celle de l'Eq.2.21, qui prend en compte l'atténuation.

### 2.2.4 Théorie de la TDBS - Détection de l'impulsion acoustique

Pour modéliser la détection de l'impulsion acoustique avec l'impulsion sonde, la variation de réflectivité de l'échantillon lors de la propagation acoustique est calculée. Pour réaliser cette étude, le système de la fig.2.15 est considéré.

L'expression de l'impulsion acoustique utilisée est celle de l'Eq.2.21. Pour obtenir l'expression du coefficient de réflexion en amplitude de l'échantillon traversé par l'impulsion, sa matrice de transfert optique est exprimée pour ensuite calculer la densité linéaire du coefficient de réflexion en amplitude. De ce coefficient est déduite la variation de réflectivité de l'échantillon. Les différentes étapes sont brièvement présentées dans la suite et les calculs mathématiques sont détaillés dans l'annexe E.

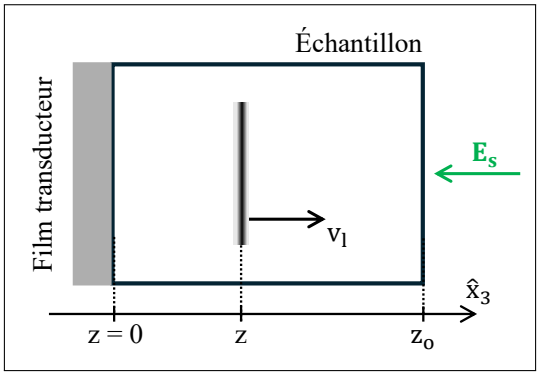


FIGURE 2.15 – Système étudié pour déterminer la variation de réflectivité de l'échantillon traversé par une impulsion acoustique se propageant suivant les z croissants à la célérité $v_l$. Le champ électrique de la sonde est noté $E_s$ et se propage suivant les z décroissants.

**La matrice de transfert optique**

On considère un dioptre optique entre deux milieux diélectriques d'indices optiques $n_g$ et $n_d$ : un champ électrique est incident sur ce dioptre comme montré dans la fig.2.16.

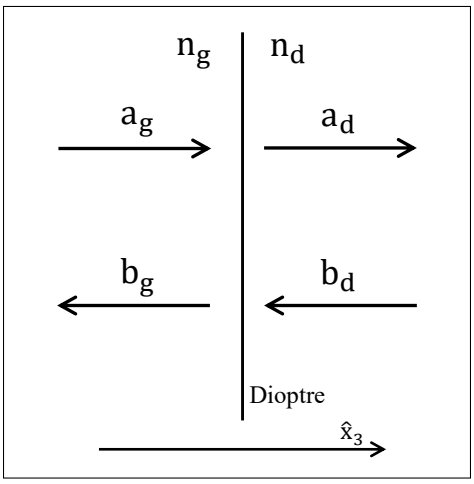


FIGURE 2.16 – Dioptre entre deux milieux diélectriques d'indices optiques $n_g$ et $n_d$. Les composantes incidentes, réfléchies et transmises du champ électrique sont respectivement notées $a_g$, $b_g$, $a_d$ et $b_d$. Les flèches indiquent le sens de propagation des champs électriques.

Lorsqu'un champ électrique arrive sur le dioptre de la fig.2.16, une partie est transmise et l'autre est réfléchie. Les amplitudes de ces deux composantes sont notées $a_i$ et $b_i$ ce qui nous permet d'écrire le champ électrique de part et d'autre du dioptre de la manière suivante :

$$\begin{cases} E_d = a_d e^{-ikx_3} + b_d e^{ikx_3} \\ E_g = a_g e^{-ikx_3} + b_g e^{ikx_3} \end{cases}$$

Les amplitudes du champ électrique à droite et à gauche du dioptre sont respectivement notées $E_d$ et $E_g$. Les amplitudes $a_i$ et $b_i$ des champs électriques sont reliées par les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude respectivement notés $r_{dg}$ et $t_{dg}$ (les indices indiquent qu'il s'agit des coefficients pour une onde passant du milieu de droite à celui de gauche). Ils sont exprimés en fonction des indices optiques $n_d$ et $n_g$ de la manière suivante :

$$\begin{cases} t_{dg} = \frac{2n_d}{n_d+n_g} = \frac{n_d}{n_g} t_{gd} \\ r_{dg} = \frac{n_d-n_g}{n_d+n_g} = -r_{gd} \end{cases} \tag{2.22}$$

À partir de ces coefficients de réflexion et de transmission, les composantes $a_d$ et $b_d$ du champ électrique dans le milieu de droite (fig.2.16) peuvent s'écrire en fonction de celles à gauche $a_g$ et $b_g$ de la manière suivante :

$$\begin{cases} a_d = \frac{1}{t_{dg}}\left(a_g + r_{dg} b_g\right) \\ b_d = \frac{1}{t_{dg}}\left(r_{dg} a_g + b_g\right) \end{cases}$$

La réflexion et transmission de la lumière peut donc s'écrire sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} a_d \\ b_d \end{pmatrix} = \frac{1}{t_{dg}} \begin{pmatrix} 1 & r_{dg} \\ r_{dg} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_g \\ b_g \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} a_g \\ b_g \end{pmatrix} \tag{2.23}$$

La matrice M est la *matrice de transfert* du système optique : elle permet de calculer les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude de n'importe quel système optique. Une propriété importante est que la matrice de transfert d'une série de systèmes optiques est égale au produit des matrices de transfert de chaque système optique. Par exemple, on considère le système optique de la fig.2.17.

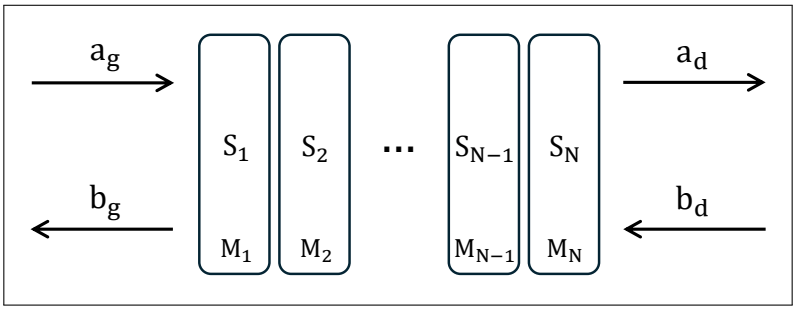


FIGURE 2.17 – Succession de systèmes optiques, chacun de matrice de transfert $M_i$.

La matrice de transfert totale M du système de la fig.2.17 a pour expression :

$$M = \prod_{i=1}^{N} M_{N-i} \tag{2.24}$$

**Calcul infinitésimal du coefficient de réflexion**

Pour calculer le coefficient de réflexion en amplitude de l'échantillon traversé par une impulsion acoustique, sa matrice de transfert M est calculée. Pour cela, le système de la fig.E.1 est considéré.

Pour étudier l'impact de l'impulsion acoustique sur le coefficient de réflexion, nous nous plaçons dans le cas infinitésimal où la variation d'indice optique est $\delta$n et s'étend sur la longueur élémentaire dz (voir fig.E.1), cette variation est localisée à la position z. L'indice optique pour la sonde dans l'échantillon et le milieu extérieur sont notés respectivement n et $n_o$. L'objectif est de calculer la matrice de transfert M entre les couples $(a_o, b_o)$ et $(a_3, b_3)$ car le coefficient de réflexion en amplitude de l'échantillon a pour expression :

$$r_s = \frac{b_o}{a_o} = \frac{Ca_3 + Db_3}{Aa_3 + Bb_3} = \frac{C}{A} \tag{2.25}$$

où A, B, C et D sont les coefficients de la matrice de transfert

$$M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$$

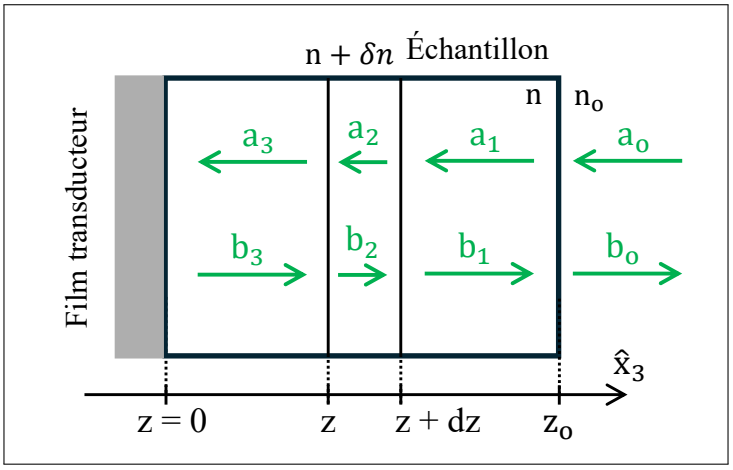


FIGURE 2.18 – Système dont la matrice de transfert est calculée pour obtenir le coefficient de réflexion de l'échantillon traversé par l'impulsion acoustique. Les flèches vertes représentent les amplitudes des champs électriques utilisés dans la notation de la matrice de transfert de la fig.2.16. La variation d'indice optique $\delta$n induite par l'impulsion acoustique est infinitésimale et s'étend sur dz.

La raison pour laquelle $r_s$ ne dépend que de A et C est que $b_3$ est nul car la réflexion sur le film transducteur est négligée. Il existe des modèles plus complexes qui prennent en compte la réflexion du film transducteur [4, 140] cependant, il est décidé de garder notre modèle simple. Ce dernier doit prendre en compte la réflexion sur une surface fixe et non perturbée pour qu'elle serve de référence à la détection (oscillateur local). Les matrices de transfert de chaque étape et le calcul des coefficients de la matrice totale sont détaillés dans l'annexe E. Le coefficient de réflexion en amplitude de l'échantillon ainsi obtenu a pour expression :

$$r_s = r_o + ik_o(1-r_o^2)\delta n e^{2ik_o n(z_o-z)}dz \tag{2.26}$$

Le vecteur d'onde de la sonde dans le milieu d'indice $n_o$ est noté $k_o$. L'expression de l'Eq.E.2 montre que la réflexion est la somme de deux contributions : la première ($r_o$) est la réflexion sur l'interface $z_o$ qui sert de référence et la deuxième est la réflexion déphasée introduite par la variation d'indice optique $\delta$n. Le terme multiplié par dz est la *densité linéaire de réflexion* en amplitude (en $m^{-1}$). De cette expression est déduite la *variation infinitésimale* du coefficient de réflexion en amplitude :

$$\frac{\delta r_s}{r_o}(z,t) = ik_o\frac{1-r_o^2}{r_o}\delta n(z,t)e^{2ik_o n(z_o-z)}dz$$

La réflexion de la sonde se faisant sur toute la profondeur de l'échantillon, la *variation du coefficient de réflexion* en amplitude est calculée en intégrant la densité linéaire de réflexion sur l'axe ($\hat{x}_3$). L'expression est la suivante :

$$\frac{\Delta r_s}{r_o}(t) = \int_{\mathbb{R}}\frac{\delta r_s}{r_o}(z,t)dz = \int_{\mathbb{R}} ik_o\delta n(z,t)\frac{1-r_o^2}{r_o}e^{2ik_o n(z_o-z)}dz \tag{2.27}$$

Les approximations à l'ordre 1 ayant menées à cette expression de la variation du coefficient de réflexion sont la traduction de la faible réflectivité de l'impulsion acoustique car la diffusion Brillouin est un processus peu efficace.

### Coefficient de réflexion et déformation acoustique

L'intégrale de l'Eq.2.27 fait intervenir la variation infinitésimale de l'indice optique $\delta$n : elle est exprimée en fonction de la déformation $e_3$ par une approximation à l'ordre 1 car l'amplitude de

l'impulsion acoustique est supposée très faible. L'expression obtenue est donc :

$$\delta n(e_3) \approx \delta n(e_3 = 0) + \frac{\partial \delta n}{\partial e_3} e_3 = \frac{\partial \delta n}{\partial e_3} e_3$$

Le coefficient $\partial \delta n / \partial e_3$ quantifie l'efficacité du couplage phonon-photon à la longueur d'onde de la sonde. Ainsi, la variation de réflectivité en amplitude s'écrit :

$$\underline{\frac{\Delta r_s}{r_o}(t) = \beta' i e^{2ik_o n z_o} \int_{\mathbb{R}} e_3(z,t) e^{-2ik_o n z} dz} \tag{2.28}$$

où

$$\beta' = k_o \frac{1 - r_o^2}{r_o} \frac{\partial \delta n}{\partial e_3}$$

L'intégrale de l'équation 2.28 peut être utilisée pour calculer la réflectivité d'un échantillon traversé par n'importe quel type d'onde acoustique. En y injectant l'expression 2.21 de la déformation avec atténuation, la variation du coefficient de réflexion en amplitude a pour expression :

$$\frac{\Delta r_s}{r_o}(t) = \frac{\beta' \zeta}{2} H(t) e^{2ik_o n z_o} \left( C e^{-v_l t(\alpha_a + 2ik_o n)} - e^{-\alpha v_l t} \frac{2k_o n + i(\alpha_a - \alpha)}{(\alpha_a - \alpha)^2 + 4k_o^2 n^2} \right)$$

où C est une constante complexe (son expression n'est pas détaillée car elle est encombrante). Le terme de l'exponentiel $e^{-\alpha v_l t}$ est négligé car il ne correspond pas à la propagation acoustique et il décroît en environ 4 ps $(1/\alpha v_l)$ ce qui est court comparé à la période des oscillations Brillouin (environ 30 GHz pour le verre de silice à 515 nm, soit 33 ps). Ainsi, l'expression de la variation du coefficient de réflexion en amplitude se simplifie sous la forme suivante :

$$\underline{\frac{\Delta r_s}{r_o}(t) = \frac{\beta' \zeta C}{2} H(t) e^{2ik_o n z_o} e^{-v_l t(\alpha_a + 2ik_o n)}} \tag{2.29}$$

En notant $E_{In}$ l'amplitude du champ électrique incident, celle du champ réfléchie $E_r$ a pour expression :

$$E_r = E_{In}(r_o + \Delta r_s)$$

Ainsi, la puissance réfléchie par l'échantillon $P_r$ étant proportionnelle au carré de la norme du champ électrique $E_r$, son expression est :

$$P_r = P_{In} |r_o|^2 \left( 1 + \left| \frac{\Delta r_s(t)}{r_o} \right|^2 + 2\mathrm{Re}\left[ \frac{\Delta r_s(t)}{r_o} \right] \right) \tag{2.30}$$

où $P_{In}$ est la puissance sonde incidente. Comme $\Delta r_s / r_o(t)$ est un nombre complexe, il peut être réécrit sous sa forme exponentielle :

$$\frac{\Delta r_s(t)}{r_o} = \left| \frac{\Delta r_s(t)}{r_o} \right| e^{i \arg\left( \frac{\Delta r_s(t)}{r_o} \right)}$$

où

$$\left| \frac{\Delta r_s(t)}{r_o} \right| = \frac{|\beta' \zeta C|}{2} H(t) e^{-v_l \alpha_a t}$$

et

$$\arg\left( \frac{\Delta r_s(t)}{r_o} \right) = -2ik_o n v_l t + \phi = -2i\pi f_B t + \phi$$

avec $\phi$ un déphasage constant. On retrouve dans l'expression de la phase celle de la fréquence Brillouin $f_B$. L'expression de la puissance sonde réfléchie exprimée dans l'Eq.2.30 montre que la variation de la puissance réfléchie est donnée par la partie réelle de $\Delta r_s/r_o(t)$ : son évolution temporelle est tracée dans la fig.2.19.

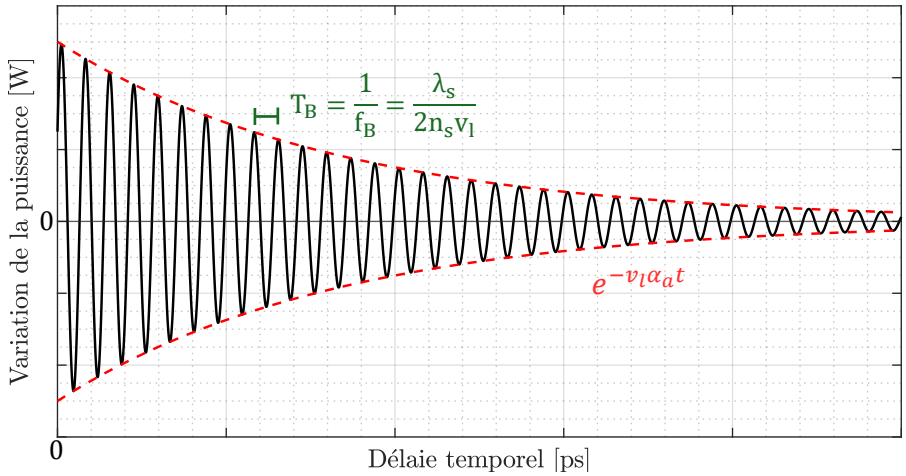


FIGURE 2.19 – Évolution temporelle de la puissance sonde réfléchie par un échantillon dans lequel se propage une impulsion acoustique amortie.

On retrouve les oscillations Brillouin mais amorties. En effet, l'atténuation de l'impulsion acoustique entraine une atténuation de l'amplitude des oscillations Brillouin car la portion de sonde rétro-diffusée diminue : si la mesure est réalisée sur une durée suffisamment grande, le coefficient d'atténuation acoustique $\alpha_a$ à la fréquence Brillouin $f_B$ peut être mesuré.

**Prise en compte de la diffusion thermique**

Un processus qui n'a pas été pris en compte dans la déformation acoustique $e_3$ est l'effet de la diffusion thermique. Quand le film transducteur absorbe l'impulsion pompe, il chauffe. Cet échauffement local introduit un point chaud depuis lequel diffuse l'énergie thermique. Par conséquent, un gradient de température apparait dans l'échantillon, gradient qui diffuse une partie de la sonde incidente. Cette diffusion thermique est souvent modélisée par une exponentielle décroissante qui est ajoutée à la variation de réflectivité. L'expression de cette dernière devient donc :

$$\frac{\Delta r_s}{r_o}(t) = \frac{\beta' \zeta}{2} H(t) e^{2ik_o n z_o} (c_2 - ic_1) e^{-v_l t(\alpha_a + 2ik_o n)} + r_d e^{-\alpha_{th} t} H(t) \tag{2.31}$$

La décroissance thermique dans l'échantillon est caractérisée par le coefficient $\alpha_{th}$ (en $s^{-1}$) et $r_d$ est un coefficient de réflexion en amplitude qui modélise la diffusion de la sonde par le gradient de température. La diffusion thermique introduit un fond lentement variable qui porte les oscillations Brillouin : une évolution typique de la variation de puissance mesurée avec le fond thermique est tracée dans la fig.2.20.

Enfin, un élément qui n'est pas modélisé dans notre étude est le pic de réflexion des électrons. Quand le film transducteur est éclairé par l'impulsion pompe, les électrons du métal sont accélérés : pendant cet court instant, le film devient temporairement un miroir métallique. Ainsi, si les impulsions pompe et sonde arrivent en même temps sur le film, la sonde est fortement réfléchie. Comme ce phénomène dure moins d'une picoseconde, un intense pic de réflexion apparait à t = 0 s : il sert à localiser la position 0 ps de la ligne à retard.

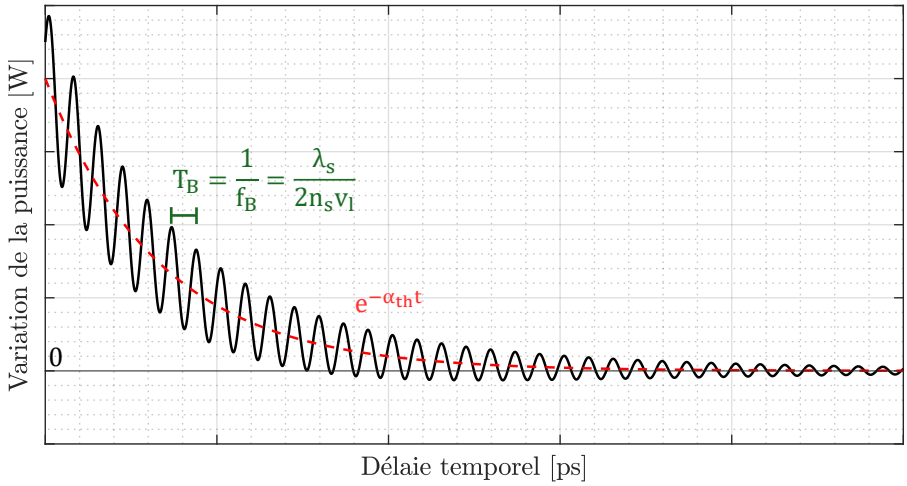


FIGURE 2.20 – Variation de la puissance sonde réfléchie par un échantillon traversé par une impulsion acoustique amortie avec diffusion thermique.

### 2.2.5 Conclusion

Dans cette partie, le principe de l'expérience de TDBS et un cadre théorique pour la génération de l'impulsion acoustique et sa détection par rétro-diffusion Brillouin ont été introduits. Malgré les approximations faites sur le processus de génération de l'impulsion acoustique, le modèle théorique permet une modélisation plutôt fidèle des processus physiques impliqués dans la TDBS. Il sera réutilisé dans la partie dédiée aux mesures de TDBS multi-impulsionnelles afin de comprendre l'impact de l'excitation et la détection multi-impulsionnelles sur les mesures Brillouin.

## 2.3 Le montage expérimental - La source laser

Après avoir présenté le principe et le cadre théorique de TDBS, nous décrivons le montage expérimental développé au laboratoire. Cette présentation est divisée en deux parties : la première est consacrée à la source laser mono-impulsionnelle, tandis que la seconde détaille le montage de TDBS. Dans la dernière partie, un ensemble de mesures Brillouin faites sur dix échantillons différents sont données pour valider le fonctionnement de l'expérience. La construction de la partie TDBS du montage et la mise en place du protocole de mesure ont été faites avec la collaboration de Valentin Cherruault et Thomas Pezeril de l'Institut de Physique de Rennes (IPR, CNRS, UMR 6251, Université de Rennes).

Pour réaliser des mesures de TDBS classiques, la source laser doit avoir certaines caractéristiques. L'énergie par impulsion doit être suffisamment élevée pour émettre une impulsion acoustique avec le transducteur : environ 10 nJ. La cadence des impulsions doit être suffisamment rapide pour moyenner la mesure, mais suffisamment lente pour éviter les effets thermiques dans l'échantillon : la cadence typique est d'une centaine de kHz. Enfin, la longueur d'onde de la pompe doit être efficacement absorbée par le film transducteur mais pas par l'échantillon et vice versa pour la sonde. La référence prise pour la source laser est celle utilisée par Valentin Cherruault et Thomas Pezeril à l'IPR : des impulsions de 200 fs répétées à 500 kHz et une puissance moyenne de 50 mW, de telles impulsions ont une énergie de 100 nJ. Pour obtenir une telle source, une séquence constituée d'une partie fibrée et d'une autre en espace libre est construite pour manipuler et amplifier les impulsions d'un laser : cette source est dite mono-impulsionnelle.

### 2.3.1 Partie fibrée de la source laser

La première partie de la source laser est entièrement fibrée : son rôle est de diviser la cadence d'un laser impulsionnel puis de l'amplifier pour atteindre une énergie par impulsion proche de celle du laser de l'IPR.

#### Source laser initiale

La source laser initiale est un oscillateur d'Amplitude système qui émet des impulsions étirées à **4.6 ps** à **40.6 MHz**. La puissance moyenne en sortie du laser vaut **43 mW**, donc chaque impulsion transporte **1 nJ** avec une puissance crête de 230 W. Une photo de l'oscillateur et une mesure des impulsions à sa sortie sont données dans la fig.2.21.

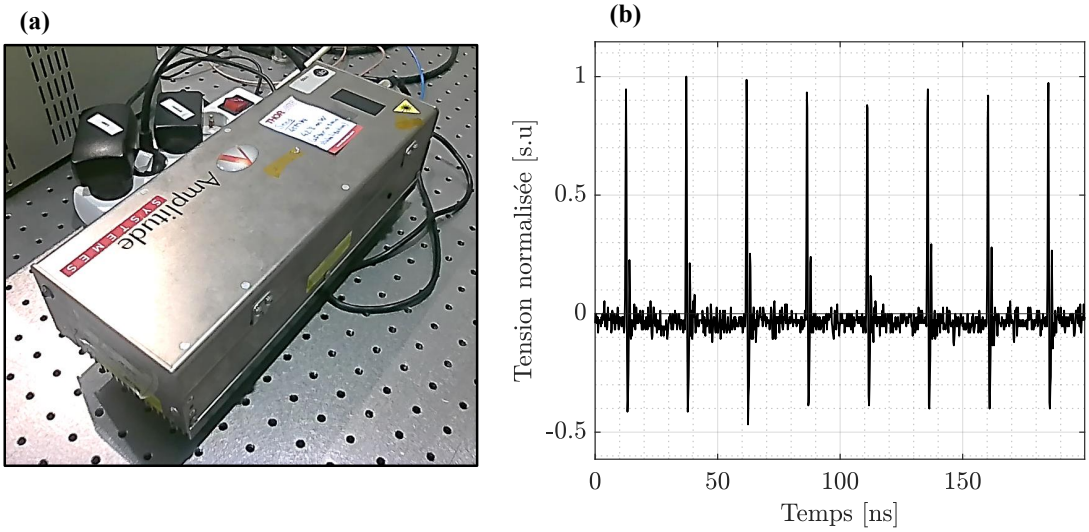


FIGURE 2.21 – **(a)** Photo de l'oscillateur d'Amplitude Systèmes utilisé dans l'expérience de TDBS classique (mono-impulsionnelle). **(b)** Impulsions émises par le laser mesurées avec une photodiode DET01CFC/M (Thorlabs) sur un oscilloscope MSO-X4154A (Keysight).

La sortie de l'oscillateur est une fibre à maintien de polarisation mono-mode à 1030 nm terminée par un connecteur APC (Angled Physical Connect). Le spectre des impulsions émises par le laser est tracé dans la fig.2.22.

Le spectre de la fig.2.22 a une largeur à mi-hauteur de 11.4 nm.

#### Division de la cadence

La cadence des impulsions émises par l'oscillateur vaut 40.6 MHz et l'énergie par impulsion 1.05 nJ alors que nous souhaitons respectivement 500 kHz et 100 nJ. Pour atteindre 500 kHz, la cadence du laser doit être divisée par 80. Nous utilisons pour cela un *diviseur de cadence* construit avec un modulateur d'amplitude acousto-optique (MAO) fibré. L'idée est de découper dans le train d'impulsions des portes de transmission toutes les N périodes, où N est le facteur de division de la cadence : la méthode est schématisée dans la fig.2.23.

Comme représenté en violet dans la fig.2.23, chaque porte est d'une durée telle qu'une seule impulsion est transmise (on prend souvent la moitié de la période des impulsions). Si la cadence des portes est une sous-harmonique d'indice N de celle des impulsions, le train d'impulsions en sortie du modulateur est de cadence f/N, où f est la cadence initiale : N est le facteur de division. Cette méthode s'appelle la *sélection d'impulsions* (pulse-picking en anglais). Le modulateur d'amplitude acousto-optique est choisi de telle sorte que son temps de réponse soit très inférieur à la durée de la porte de transmission (ici, 12.5 ns). Le MAO fibré (Gooch & Housego) est connecté à la sortie de l'oscillateur et est contrôlé par le circuit RF, comme schématisé dans la fig.2.24.

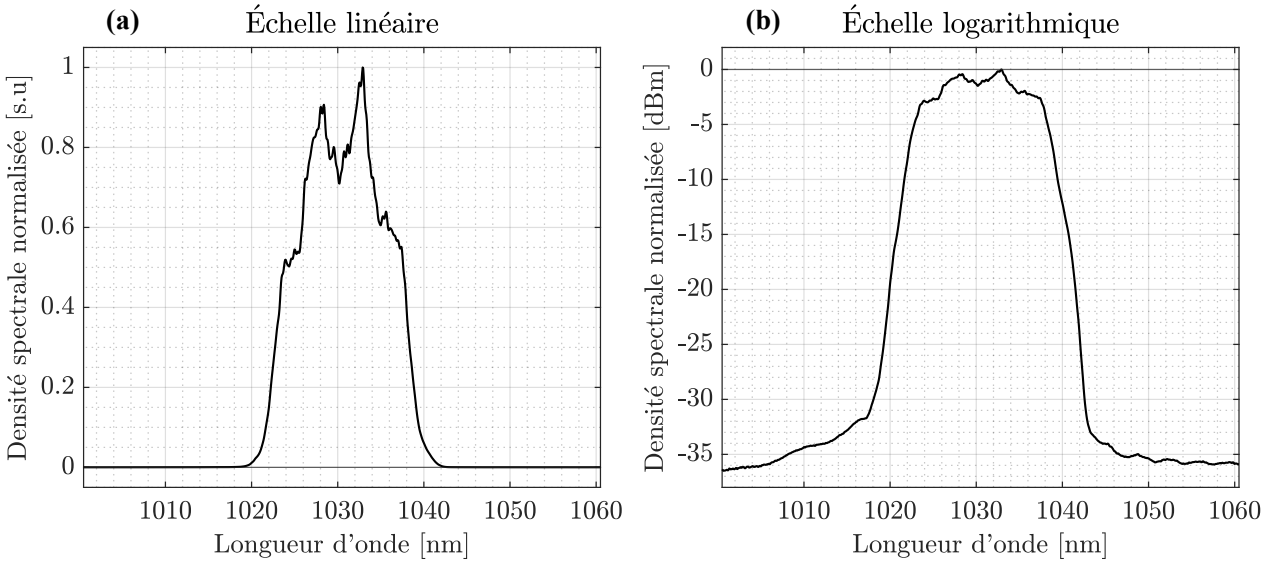


FIGURE 2.22 – Spectre des impulsions émises par l'oscillateur d'Amplitude Systèmes en échelle linéaire **(a)** et logarithmique **(b)**. La mesure est faite avec un OSA Q8384 (Advantest) avec une résolution (RBW) de 0.05 nm.

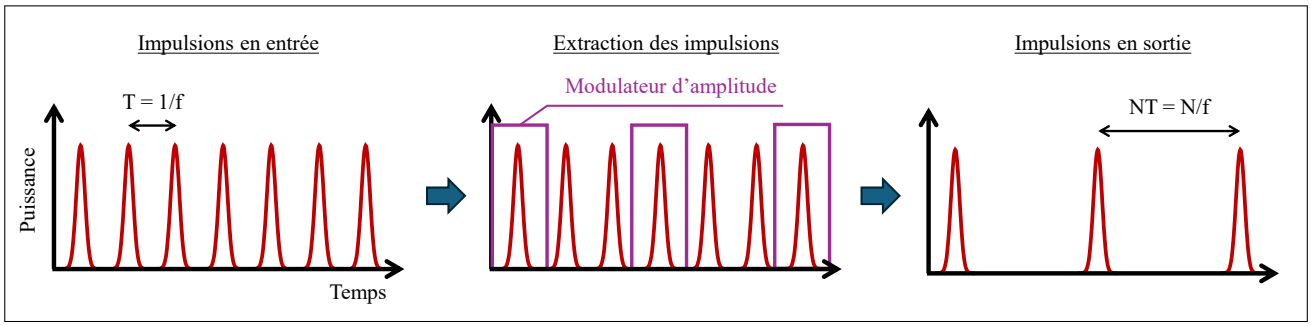


FIGURE 2.23 – Explication schématique de la méthode de division de la cadence d'un train d'impulsions avec un modulateur d'amplitude.

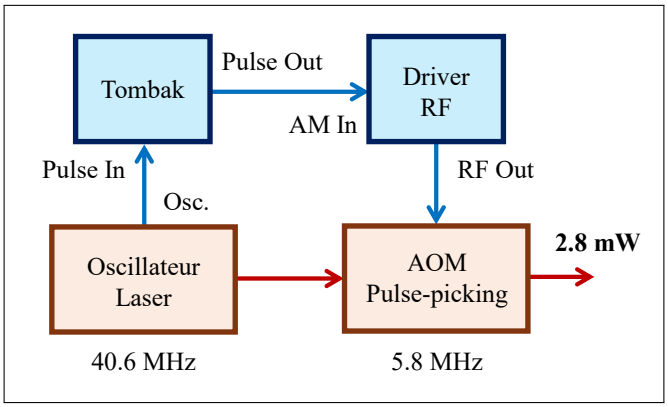


FIGURE 2.24 – Montage optique fibré (rouge) et électronique (bleu) pour diviser la cadence des impulsions de l'oscillateur laser de 40.6 MHz à 5.8 MHz avec un MAO fibré.

Le MAO est contrôlé par un driver RF (Gooch & Housego, 1200AF-DINA-2.5HCR) qui génère un signal RF sinusoïdal haute puissance à 200 MHz. L'amplitude de ce signal RF est modulée par un Tombak (Aerodiode) : c'est un générateur capable de produire des impulsions synchronisées et retardées à partir d'un signal de référence. Il génère un signal rectangulaire dont les portes durent 13 ns et varient entre 0 V et 5 V, la fréquence de ces portes est celle de l'oscillateur divisée par 7, soit 5.8 MHz. Pour qu'il n'y ait pas de dérive temporelle entre les impulsions optiques et les portes de

transmission, le Tombak est synchronisé (entrée "Pulse In") avec un signal pulsé de 40.6 MHz émis par l'oscillateur sur sa sortie "Osc.", lui-même synchronisé avec les impulsions optiques. Ainsi, le MAO découpe des portes de transmission de 13 ns à 5.8 MHz : en ajustant le délai temporel entre ce signal et les impulsions optiques, on obtient en sortie du MAO un train d'impulsions de 5.8 MHz. Une photo du montage et une mesure du train d'impulsions de cadence divisée sont données dans la fig.2.25.

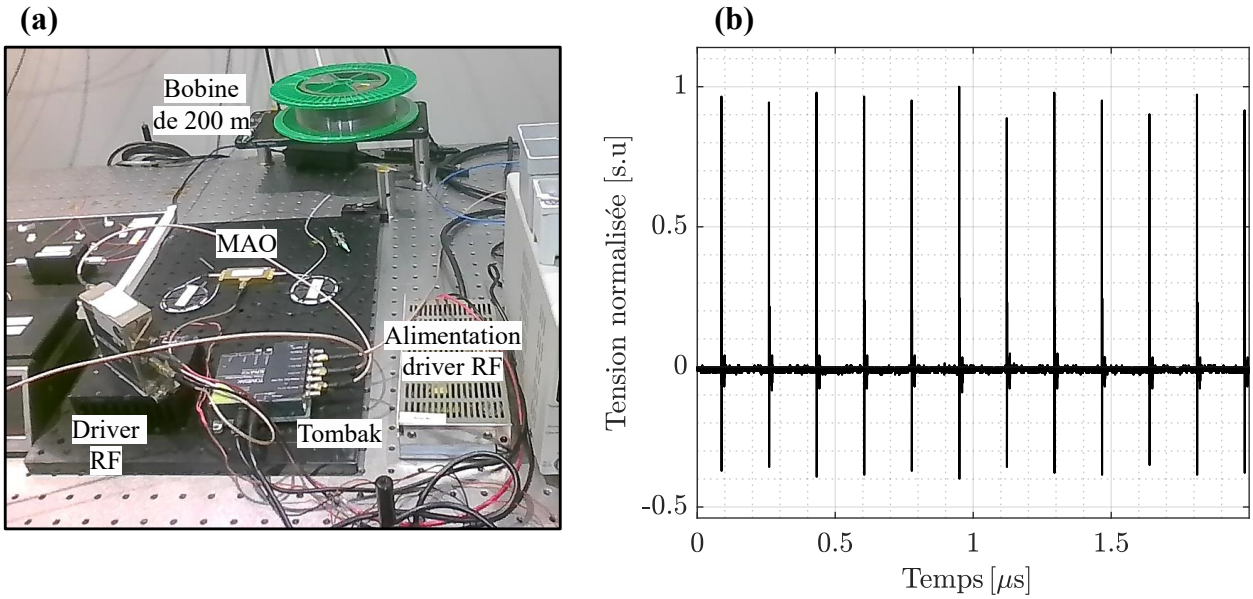


FIGURE 2.25 – **(a)** Photo du diviseur de cadence fibré et **(b)** impulsions mesurées en sortie pour un facteur de division de 7. La mesure est faite avec une photo-diode DET01CFC/M (Thorlabs) et un oscilloscope MSO-X4154A (Keysight).

La découpe des impulsions optiques et les pertes intrinsèques du MAO atténuent la puissance moyenne à la sortie du diviseur de cadence à **2.8 mW**. La raison pour laquelle la cadence n'est pas directement divisée à 500 kHz est que la puissance moyenne doit être suffisamment élevée pour limiter l'émission spontanée amplifiée (ASE) et l'auto-modulation de phase (SPM) dans les amplificateurs optiques fibrés. Par conséquence, une deuxième division de la cadence est effectuée en aval du premier diviseur dans la partie espace libre.

### Étireur fibré

L'énergie par impulsion en sortie du diviseur de cadence vaut 0.48 nJ ce qui n'est pas suffisant pour une expérience de TDBS : elles doivent donc être amplifiées pour atteindre au moins 100 nJ. Cependant, le train d'impulsions de 5.8 MHz ne peut pas être amplifié en gardant leur durée à 4.6 ps : en effet, la puissance crête des impulsions atteindrait 21.7 kW (100 nJ d'énergie) ce qui rendrait la propagation de l'impulsion optique dans la fibre non-linéaire et *l'auto modulation de phase* (SPM, Self-Phase modulation) [143] serait trop intense. Cela se vérifie aisément en calculant la B-intégrale [144] d'une impulsion qui se propagerait dans 1 m de fibre de 6 µm de diamètre (indice optique non-linéaire du verre de silice de $2.19 \times 10^{-20} \mathrm{m}^2.\mathrm{W}^{-1}$ à 1030 nm [145]) : B = 102 rad ce qui est largement supérieur au seuil de 1 rad au delà duquel les effets de la SPM ne sont plus négligeables. Une telle valeur de B montre que la SPM serait très intense et introduirait une phase spectrale difficile à compenser. Afin d'éviter cette dégradation des impulsions, la technique de *l'amplification d'impulsions étirées* (CPA, Chirped Pulse Amplification) [146] est utilisée : elle consiste à étirer les impulsions avant leur amplification afin de réduire leur puissance crête et donc diminuer la SPM. Une bobine de fibre de 200 m (PM980-XP, Nufern-Coherent, maintien de polarisation, mono-mode à 1030 nm) est connectée à la sortie du MAO pour étirer les impulsions

avec la dispersion de la fibre. Une photo de la bobine est donnée dans la fig.2.25(a). Pour montrer l'effet de l'étirement des impulsions, ces dernières sont mesurées avec une photo-diode rapide sur un oscilloscope à échantillonnage : les mesures sont tracées dans la fig.2.26.

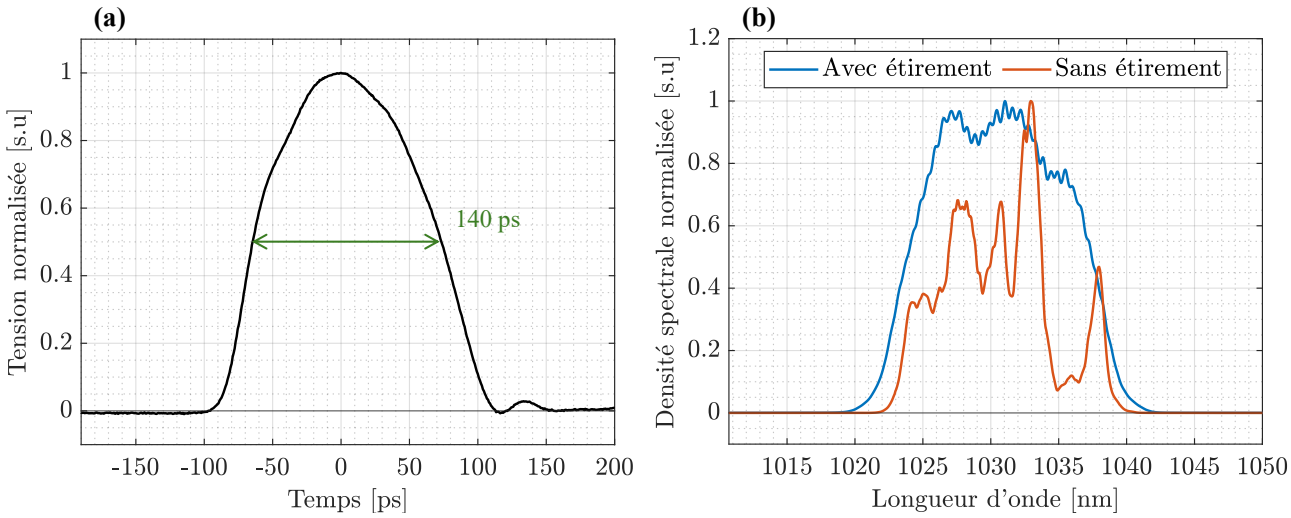


FIGURE 2.26 – **(a)** Impulsion de l'oscillateur après avoir été étirée par la bobine de fibre, mesurée avec une photo-diode rapide sur un oscilloscope à échantillonnage. **(b)** Spectres en échelle linéaire des impulsions amplifiées à 300 mW avec et sans étirement.

Les impulsions étirées durent environ 140 ps. Les spectres amplifiés à 300 mW dans la fig.2.26(b) montrent que l'étirement des impulsions atténue significativement la détérioration du spectre (B-intégrale de 0.5 rad) : les impulsions étirées sont donc utilisées dans la suite du montage. Les pertes introduites par la bobine atténuent la puissance moyenne de sortie à **2.2 mW**.

### Le pré-amplificateur

La puissance moyenne en sortie de l'étireur fibré étant de 2.2 mW et la cadence des impulsions 5.8 MHz, l'énergie par impulsion vaut 0.38 nJ : le signal doit donc être amplifié pour atteindre une énergie d'au moins 100 nJ. Pour ce faire, la puissance moyenne doit être amplifiée à plusieurs dizaines de Watt car la cadence doit être divisée par 10 et plusieurs systèmes de la partie espace libre introduisent des pertes optiques. L'amplificateur utilisé pour atteindre une haute puissance moyenne est une fibre ROD d'Ad-Value Photonics dopée ytterbium. Cependant, comme la puissance en sortie de la bobine est de 2.2 mW, l'amplification ne peut pas directement être faite à plusieurs dizaines de Watt car le gain maximal fixé par le constructeur est de 23 dB. Afin de respecter cette limite, le train d'impulsions est amplifié en suivant le schéma à deux étages de la fig.2.27.

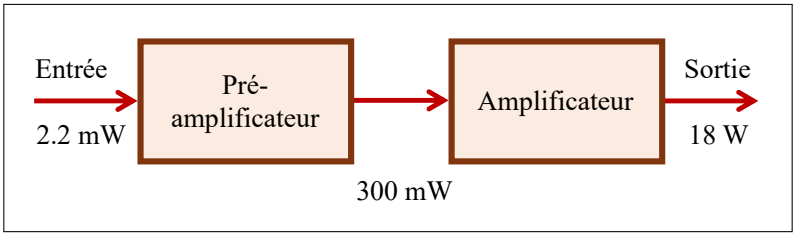


FIGURE 2.27 – Structure de l'amplificateur fibré pour atteindre une énergie par impulsion d'au moins 100 nJ à 5.8 MHz de cadence.

Le signal est amplifié à 300 mW par le pré-amplificateur puis, l'amplificateur haute puissance amplifie à 18W.

L'architecture du pré-amplificateur est donnée dans la fig.2.28.

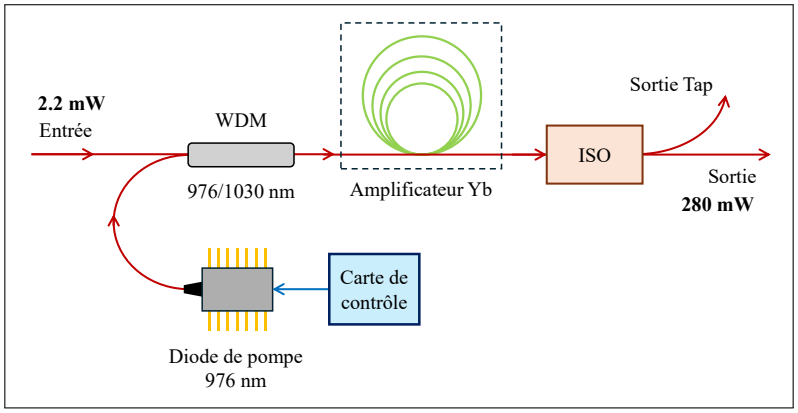


FIGURE 2.28 – Architecture du pré-amplificateur pour amplifier le signal à 300 mW.

La fibre active du pré-amplificateur est une PM-YDF-5/130-VIII (Coherent) : elle est dopée à l'ytterbium, fait 50 cm de long et est pompée à 976 nm. L'entrée du signal à 1030 nm se fait par un WDM (Wavelength Division Multiplexer, AFR, PMFWDM-9806-N-B-Q) qui permet de rassembler dans une seule fibre le signal de 1030 nm à amplifier avec la pompe de 976 nm. Cette dernière est une diode laser mono-mode spatiale (1999CVB, 3CN01765JL, SZ222700E3, 3S Photonics) dont le courant de pompe est réglé par un contrôleur externe (CLD1015, Thorlabs). Pour protéger le pré-amplificateur des réflexions, sa sortie est soudée à un isolateur (ISO dans la fig.2.28) (HPMTI-03-03-01-N-L-Q-F-2-1-C, AFR) dont les fibres sont à maintien de polarisation et leur cœur fait 10 $\mu$m de diamètre pour minimiser la SPM : son coefficient de transmission en puissance est de 75 %. Il possède une sortie Tap qui extrait 1 % de la puissance en sortie pour la caractérisation. Le pré-amplificateur est caractérisé en mesurant la puissance amplifiée en sortie de fibre active en fonction de la puissance de pompe : les mesures sont faites pour une puissance moyenne de 2 mW en entrée du WDM et la courbe mesurée est tracée dans la fig.2.29.

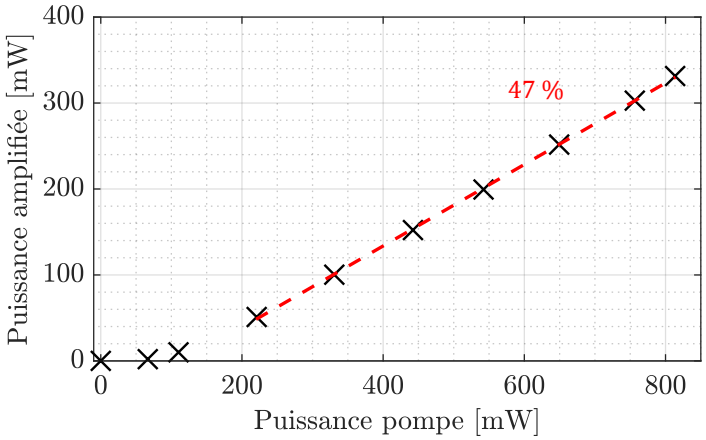


FIGURE 2.29 – Caractérisation du pré-amplificateur en sortie de la fibre active pour une entrée de 2 mW. Pointillés rouges : régression linéaire avec son efficacité. (puissance-mètre : PM100D, tête du puissance-mètre : S130C, Thorlabs).

L'*efficacité de conversion* de l'amplificateur est déduite de la régression linéaire en pointillés rouges dans la fig.2.29 : elle est de 47 %. La puissance de pompe du pré-amplificateur est réglée à 885 mW (environ 1300 mA de courant de pompe) pour obtenir **300 mW de signal en sortie d'ISO**. La B-intégrale calculée en sortie du pré-amplificateur avec les impulsions étirées vaut 0.5 rad ce qui est inférieur au seuil de 1 rad. Cependant, cette valeur n'étant pas significativement inférieure à 1 rad, la SPM est sans doute présente dans les impulsions. Une photo du pré-amplificateur est donnée dans la fig.2.30(a).

**L'amplificateur de puissance**

La puissance moyenne du train d'impulsions en sortie du pré-amplificateur est de 300 mW : le signal peut donc être amplifié à 18 W. L'amplificateur de puissance utilisé est une fibre barreau (ROD) dopée ytterbium d'AdValue Photonics (AP-AMP-MOD-1000, p/n : AP-AMP-MOD-1030-G2-C230 4240). C'est une fibre très fortement dopée avec un diamètre de cœur très large (typiquement 35-40 µm [147, 148]) et très courte (moins de 15 cm) : ces caractéristiques permettent d'amplifier des impulsions à de très hautes puissances sans avoir de SPM. Une photo de l'amplificateur est donnée dans la fig.2.30(b) et le schéma du montage de l'amplificateur est détaillé dans la fig.2.31.

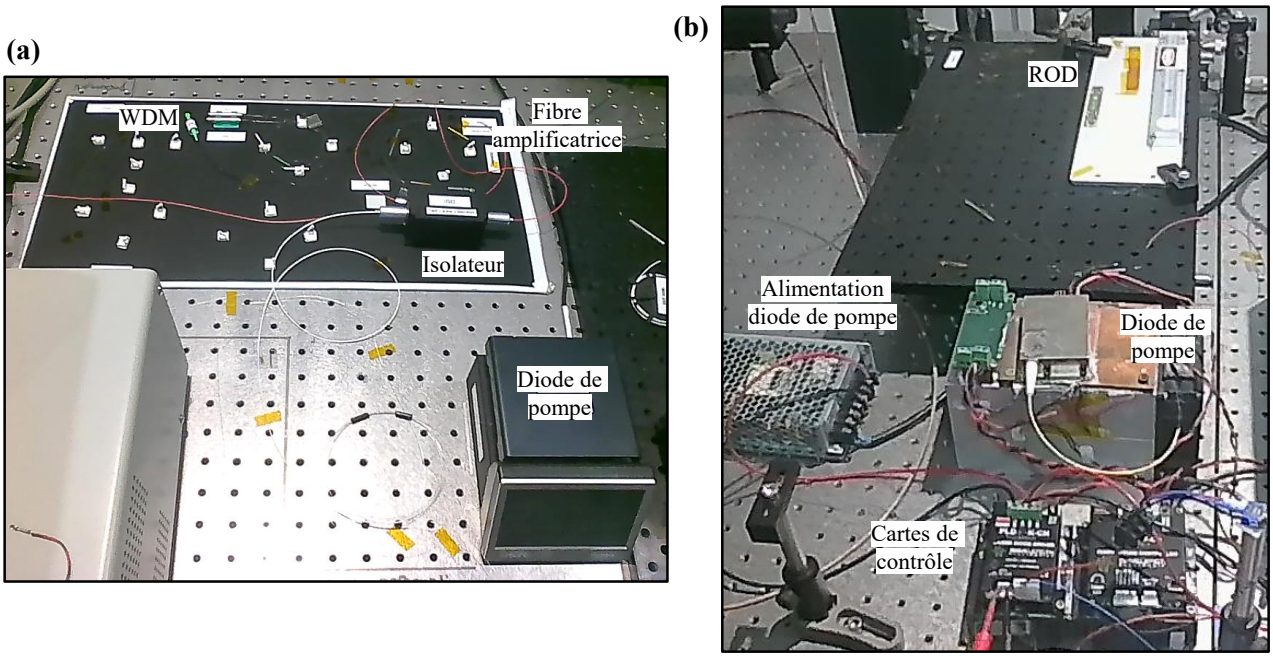


FIGURE 2.30 – **(a)** Photos du pré-amplificateur et **(b)** de l'amplificateur ROD. Le ROD est le long boîtier argenté.

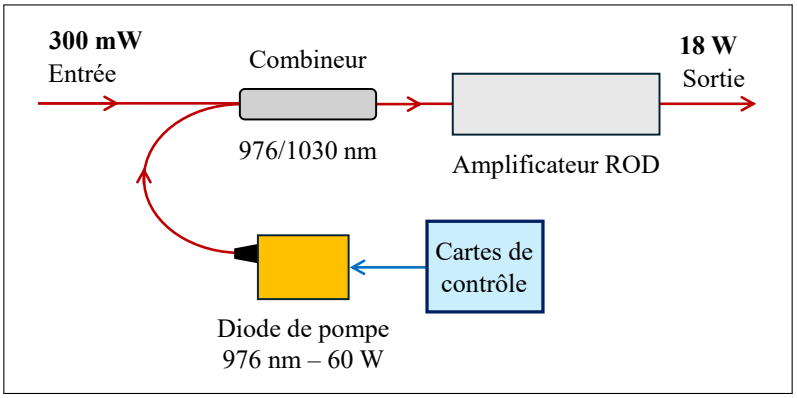


FIGURE 2.31 – Architecture de l'amplificateur pour amplifier le train d'impulsions 5.8 MHz de 300 mW à 18 W.

L'entrée du signal se fait par un combineur 976/1030 nm qui permet d'injecter le signal de 1030 nm dans le cœur de l'amplificateur et la pompe de 976 nm dans la gaine de ce dernier. La pompe est une diode laser multi-mode 976 nm de 60 W (K976AA5R, LCSA0026, BWT Beijing) dont le courant de pompe est réglé avec un contrôleur PLD12.5K-CH de Wavelength Electronics. La température de la diode de pompe est automatiquement régulée avec un peltier contrôlé par une carte PTC10K-CH de Wavelength Electronics. L'amplificateur est caractérisé avec un signal en entrée de 300 mW de puissance moyenne : la caractérisation est tracée dans la fig.2.32.

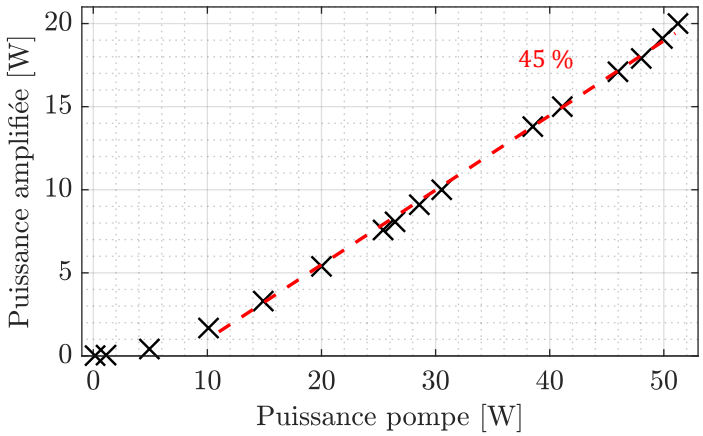


FIGURE 2.32 – Caractérisation de l'amplificateur ROD pour 300 mW de puissance d'entrée. Pointillés rouges : régression linéaire avec son efficacité. (puissance-mètre : Solo2(R2), tête du puissance-mètre UP19K-50L-H5-D0, Gentec-e).

La régression linéaire faite sur la caractérisation de la fig.2.32 donne une efficacité de 45 %. Pour la suite du montage, la diode de pompe est réglée à 49 W (9.79 A de courant de pompe) pour amplifier le signal à **18 W**, soit une énergie par impulsion de **3.1 µJ**. Le spectre des impulsions amplifiées est mesuré et tracé dans la fig.2.33.

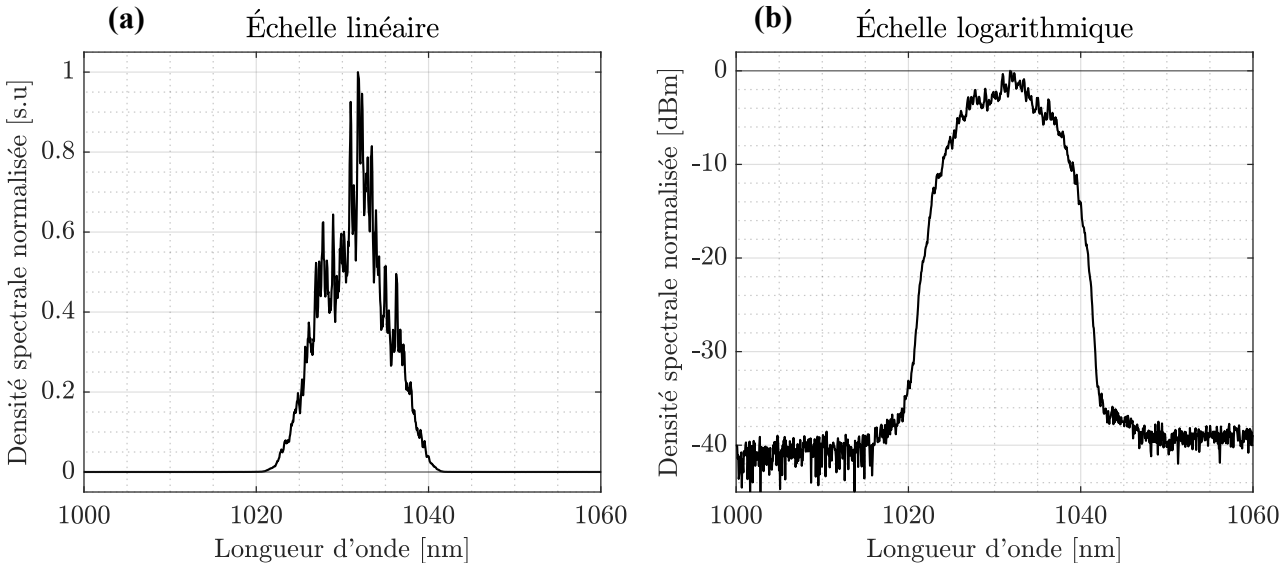


FIGURE 2.33 – Spectre du train d'impulsions de 5.8 MHz amplifié à 18.5 W en sortie de l'amplificateur ROD. L'échelle est linéaire dans la **(a)** et logarithmique dans la **(b)**. (OSA Advantest Q8384, résolution de 0.05 nm).

En comparant le spectre amplifié à 18 W dans la fig.2.33 avec celui de la source laser initiale dans la fig.2.22, on constate que le spectre amplifié est plus fin et qu'il ne présente pas de SPM. L'affinement du spectre est sans doute une conséquence du spectre d'émission de l'ytterbium. La sortie de l'amplificateur de puissance est en espace libre.

### Conclusion

Pour résumer, un schéma global de la partie fibrée de la source laser est donné dans la fig.2.34.

La source laser fibrée de la fig.2.34 génère des impulsions étirées à **140 ps** de **3.1 µJ** répétées à la cadence de **5.8 MHz**. La puissance moyenne en sortie de la chaine fibrée vaut **18 W** et le spectre est centré autour de **1030 nm**. La sortie de la chaine fibrée est en espace libre.

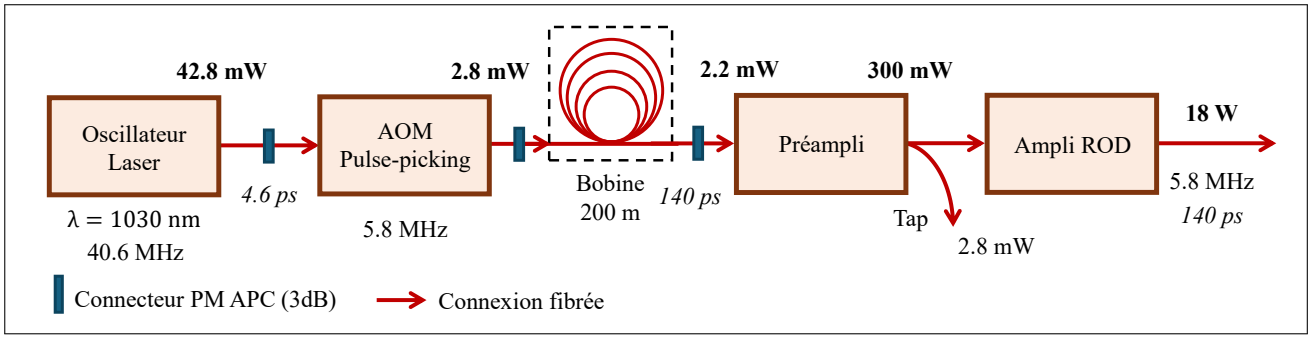


FIGURE 2.34 – Schéma global de la partie fibrée de la source laser.

### 2.3.2 Partie espace libre de la source laser

Le train d'impulsions en sortie du montage fibré de la fig.2.34 ne remplie pas encore les caractéristiques souhaitées : la cadence est de 5.8 MHz alors qu'elle doit être proche de 500 kHz, et la durée des impulsions est d'environ 140 ps ce qui est trop long pour l'acoustique picoseconde. Afin que ces deux paramètres rejoignent le cahier des charges, une mise en forme temporelle du faisceau laser en sortie de l'amplificateur de puissance est réalisée avec un montage en espace libre.

#### Collimation du faisceau en sortie de l'amplificateur ROD

Le faisceau en sortie de l'amplificateur de puissance est divergent, il est donc collimaté avec une lentille convergente de 45 mm de focale comme montré dans la fig.2.35.

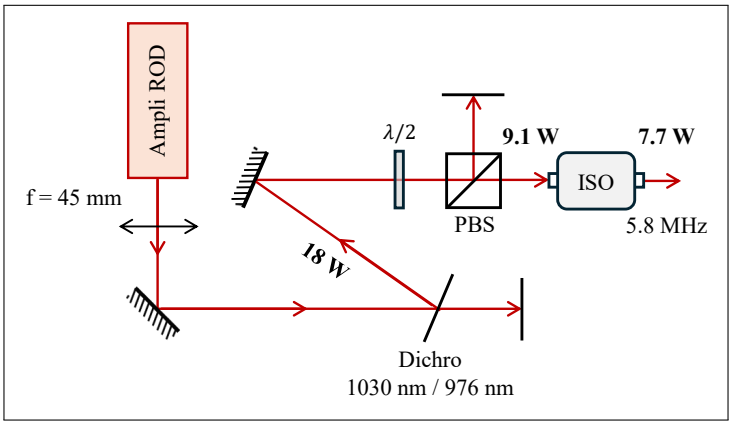


FIGURE 2.35 – Schéma de la collimation et isolation de la sortie de l'amplificateur de puissance. $\lambda/2$ : lame demi-onde, PBS : Polarizing Beam Splitter (cube polarisant), ISO : Isolateur.

Comme la pompe n'est pas entièrement absorbée par l'amplificateur, il en reste dans le faisceau de sortie : il s'agit de la *pompe résiduelle*. Pour l'éliminer du faisceau, ce dernier est réfléchie sur un filtre dichroïque (dichro dans la fig.2.35) qui transmet la pompe à 976 nm et réfléchit le signal amplifié à 1030 nm. Le système $\{\lambda/2$ + PBS$\}$ qui suit est utilisé pour que la polarisation du faisceau amplifié soit linéaire : le *coefficient d'extinction* de la polarisation est proche de 20 %, ce qui signifie que seulement 80 % de la puissance est utilisable. Le système $\{\lambda/2$ + PBS$\}$ est aussi utilisé pour rendre le profil transversal du faisceau le plus gaussien possible. En effet, il a été observé que l'amplificateur introduit un problème de dépolarisation dans le faisceau qui se traduit par un mauvais coefficient d'extinction mais aussi par un profil non gaussien : pour résoudre ce dernier point, la polarisation en sortie du PBS est réglée de telle sorte à rendre le profil du faisceau gaussien. Ce réglage se fait au prix de pertes allant jusqu'à 50 %. Le profil transversal mesuré après le PBS est tracé dans la fig.2.36.

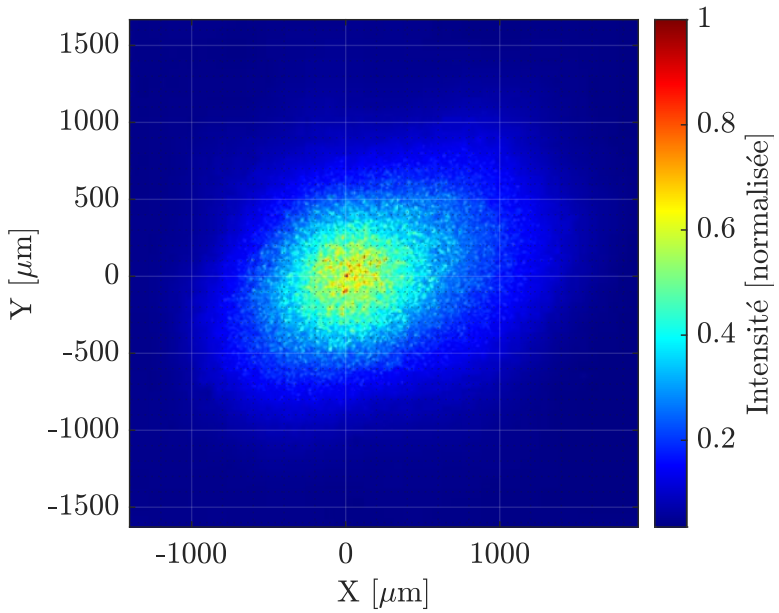


FIGURE 2.36 – Profil transversal du faisceau transmis par le PBS dans la fig.2.35. Mesure faite avec une caméra TaperCamD-UCD23-TEL (WinCamD).

Le profil transversal de la fig.2.36 montre que le faisceau amplifié est elliptique (ellipticité de **0.66**) et son diamètre efficace à $1/e^2$ vaut **1600 µm** (mesures réalisées par le logiciel de la caméra). L'isolateur (ISO dans la fig.2.36, IO-5-1030-HP, Thorlabs) protège l'amplificateur ROD des rétro-réflexions : son coefficient de transmission en puissance vaut 85 %. La construction du montage en espace libre a révélé que le faisceau en sortie de l'amplificateur dépointe lentement après l'allumage. Pour caractériser la déviation spatiale du faisceau, une caméra est placée à 210 cm de la lentille de collimation pour mesurer les coordonnées du centre du faisceau dans le temps : les évolutions temporelles sont tracées dans la fig.2.37.

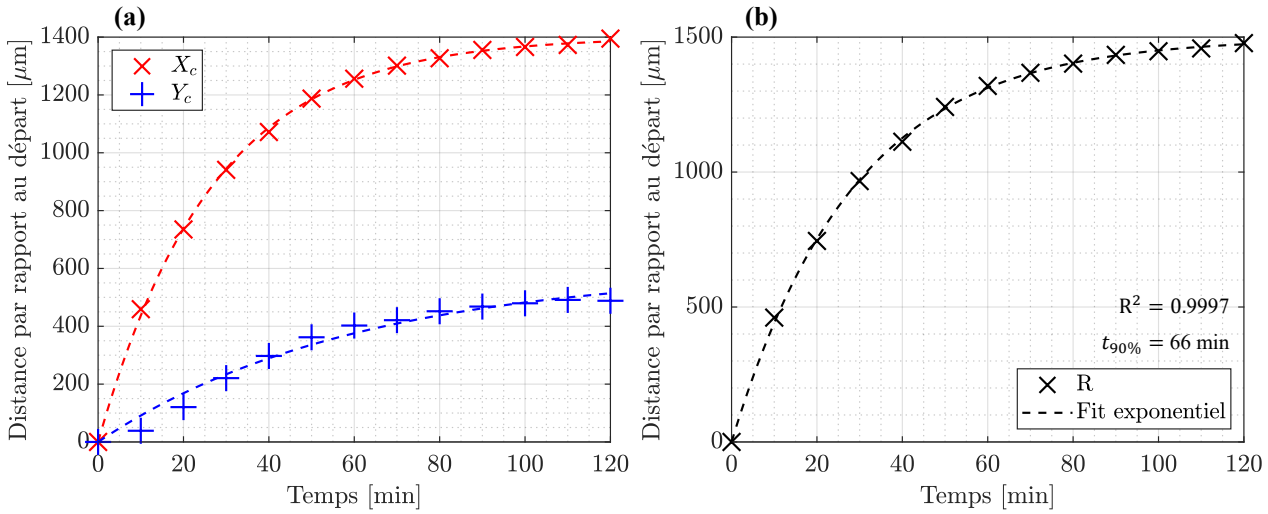


FIGURE 2.37 – **(a)** Évolutions des coordonnées du centre du faisceau après allumage de l'amplificateur de puissance. **(b)** Évolution de la distance entre le centre du faisceau et sa position initiale. Mesures faites avec une caméra TaperCamD-UCD23-TEL (WinCamD). Le montage est celui de la fig.2.35 mais sans la $\lambda/2$, le PBS et l'isolateur.

Les mesures de la fig.2.37 montrent que le dépointage du faisceau amplifié est lent et important comparé à la taille du faisceau. En réalisant une régression non linéaire de la distance R (fig.2.37(b)) avec la fonction suivante :

$$f(t) = (1 - e^{-bt})a$$

on obtient les valeurs a = 1500 µm et b = 0.3 $s^{-1}$ ($R^2$ = 0.9997). De b est déduit le temps que met le faisceau pour atteindre 90 % de sa valeur finale : **66 min**. L'amplitude du déplacement est a = 1500 µm ce qui est quasiment égal au diamètre du faisceau (1600 µm). La caméra étant à 210 cm de la lentille de collimation, ce déplacement correspond à une déviation angulaire de **0.7 mrad**. L'origine de ce dépointage n'est pas totalement comprise : nous suspectons un effet thermique qui provoque une dilatation d'un composant dans l'amplificateur, ce qui provoque un désalignement du faisceau. La lente stabilisation du faisceau amplifié impose un temps d'attente d'environ 1 heure pour pouvoir exploiter le faisceau laser.

### Division de la cadence des impulsions

La cadence des impulsions en sortie de l'amplificateur de puissance étant de 5.8 MHz, elle est divisée par 10 pour qu'elle atteigne **580 kHz**. Cette opération est réalisée avec la même méthode que dans la partie fibrée (c.f fig.2.24) : la cadence est divisée avec un MAO quartz en espace libre (AA Opto-Electronic, MCQ40-A1, 5-L1064-Z32-C6Sa) qui a pour principal caractéristique de pouvoir tenir les hautes puissances optiques (7.7 W). Cette tenue aux hautes puissances se fait au prix d'un temps de réponse lent d'environ 100 ns (données constructeur). Le MAO est contrôlé par un driver RF (QMODP040, 68-BFAC-43, AA Opto-Electronic) dont l'amplitude de modulation est contrôlée par un Tombak (AeroDiode). Le signal de modulation est un signal rectangulaire de 200 ns répété à 580 kHz : un schéma du montage est donné dans la fig.2.38 avec une mesure des impulsions de cadence divisée à 580 kHz.

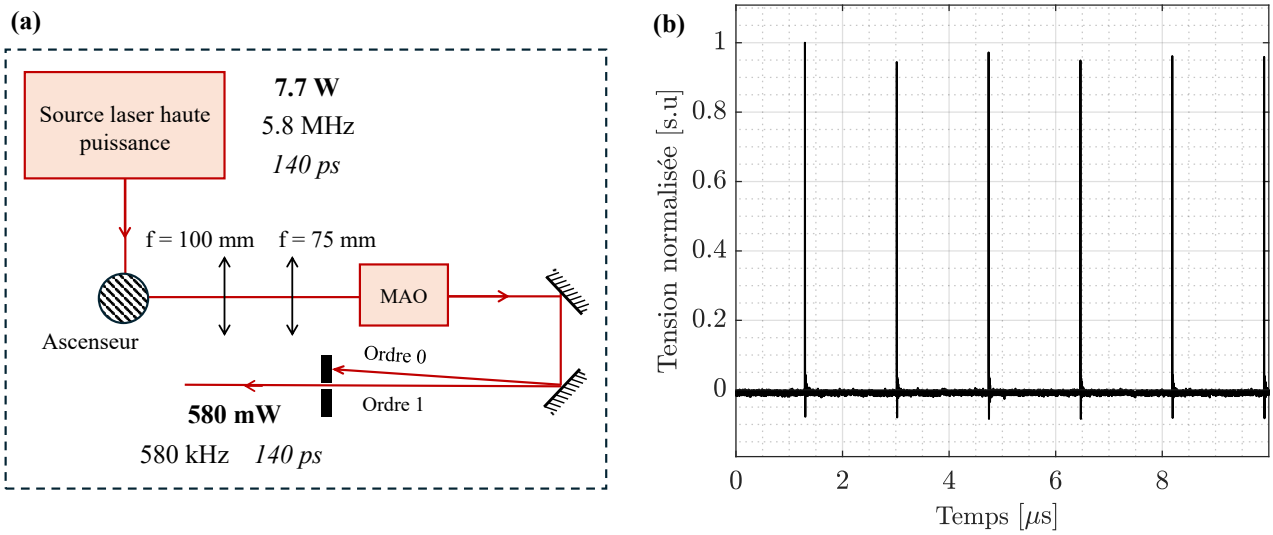


FIGURE 2.38 – **(a)** Schéma du montage pour diviser la cadence des impulsions à 580 kHz et **(b)** mesure du train de cadence divisée. Mesure faite avec une photo-diode DET01CFC/M (Thorlabs) et un oscilloscope MSO-X4154A (Keysight).

Les lentilles de 100 mm et 75 mm avant le MAO forment un télescope qui adapte le diamètre du faisceau à la taille du MAO. Pour avoir un contraste maximal, l'ordre de diffraction utilisé est le n°1. En raison de la division de la cadence et de l'efficacité de diffraction du MAO (mesurée à 50 %), la puissance moyenne après le MAO vaut **580 mW**.

### Compression des impulsions

Les impulsions en sortie du diviseur de cadence ont une durée d'environ 140 ps ce qui est trop long pour une expérience de TDBS. Elles sont donc compressées pour atteindre une durée d'envi-

ron 1 ps : la compression est réalisée avec un *compresseur de Martinez* [149-151] dont l'architecture est détaillée dans la fig.2.39.

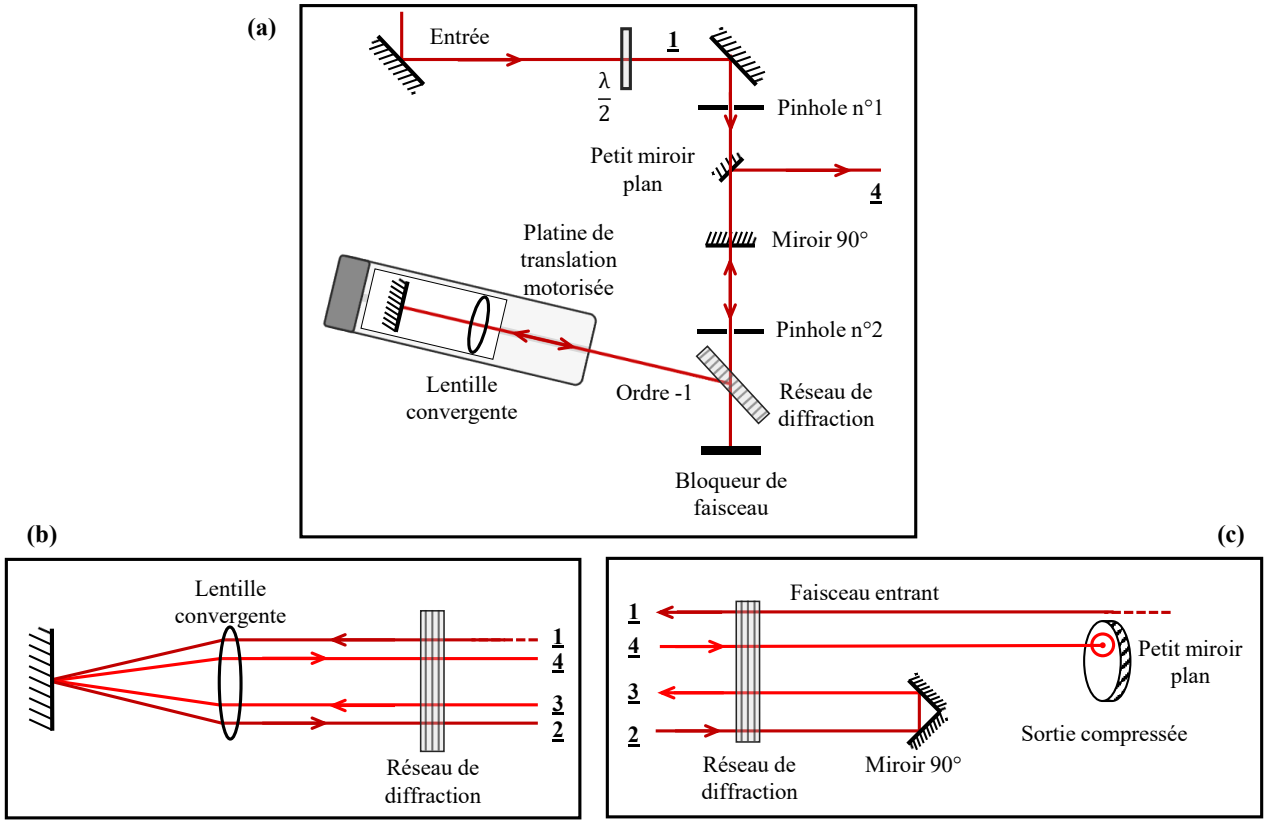


FIGURE 2.39 – **(a)** Schéma du montage du compresseur de Martinez utilisé pour compresser les impulsions. Les schémas **(b)** et **(c)** montrent comment le faisceau se propage suivant l'axe vertical respectivement après et avant le réseau de diffraction. Les numéros soulignés indiquent l'ordre de passage du faisceau et permettent de l'identifier entre les trois schémas.

Comme montré dans la fig.2.39, l'entrée du compresseur est composée d'une lame demi-onde pour maximiser la transmission du réseau de diffraction. Le faisceau est ensuite réfléchi vers un *réseau de diffraction* en transmission (1070-28x18-6.35-N, Gitterwerk) composé de 1740 lignes par mm et centré à 1030 nm. Il diffracte le faisceau incident avec un angle qui dépend de la longueur d'onde comme schématisé dans la fig.2.40.

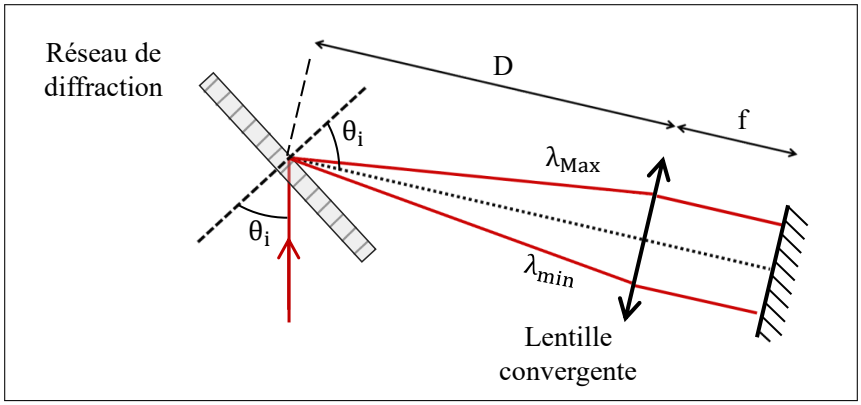


FIGURE 2.40 – Représentation schématique de la variation de l'angle de diffraction d'un réseau en fonction de la longueur d'onde $\lambda$ du faisceau incident.

Le réseau est suivi d'un système lentille-miroir afocal (lentille de focale f = 100 mm, Thorlabs). La variation de l'angle de diffraction en fonction de la longueur d'onde introduit une différence

dans les distances des chemins optiques parcourus : cela a pour conséquence d'introduire une dispersion dont il est possible de changer la valeur modifiant la distance entre la lentille convergente et le réseau (D dans la fig.2.40). La particularité du compresseur de Martinez est qu'il est possible de changer le signe de la dispersion : si D > f elle est négative, et si D < f elle est positive. Pour pouvoir extraire le faisceau d'impulsions compressées, la lentille convergente est éclairée sur ses bords comme montré dans la fig.2.39(b) afin d'introduire une séparation verticale dans la trajectoire du faisceau. Ce dernier effectue deux aller-retours dans le système lentille-miroir en étant ré-injecté avec un miroir chapeau (miroir 90° dans la fig.2.39(b)). Après le deuxième aller-retour (n°4 dans la fig.2.39) le faisceau est extrait à l'aide d'un petit miroir plan. En réglant correctement la distance entre le réseau de diffraction et la lentille convergente, les impulsions sont compressées à leur durée minimale. Pour correctement régler le compresseur, l'auto-corrélation des impulsions à la sortie est mesurée : l'auto-corrélation des impulsions compressées est tracée dans la fig.2.41.

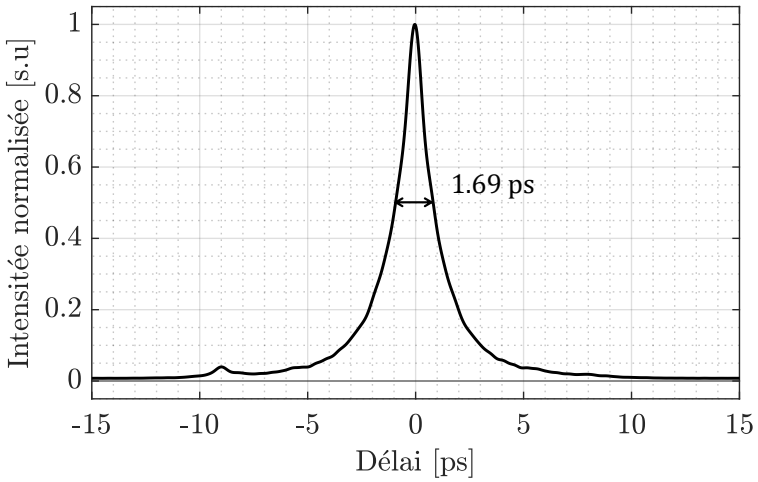


FIGURE 2.41 – Auto-corrélation des impulsions compressées mesurée en sortie du compresseur de Martinez. Mesure faite avec un auto-corrélateur MFO01.2016 (APE Pulse Check).

On constate que l'auto-corrélation mesurée a une forme lorentzienne et que sa durée à mi-hauteur vaut 1.69 ps. Or, des simulations sur le spectre mesuré en sortie de l'amplificateur de puissance donne des impulsions de durée environ égale à 200 fs et dont l'auto-corrélation dure 300 fs, soit un rapport de 0.7. La différence entre les simulations et la mesure s'explique par trois points. Le premier est que l'étireur fibré introduit sans doute une dispersion d'ordre 3 difficile à compenser avec notre compresseur. Le deuxième est que la B-intégrale en sortie du pré-amplificateur vaut 0.5 rad donc l'auto-modulation de phase introduit sans doute un spectre de phase que le compresseur ne peut pas compenser. Enfin, la lentille convergente du compresseur de Martinez introduit des aberrations géométriques qui se traduisent par une mauvaise compensation de la dispersion et l'introduction d'un spectre de phase non nul. Tous ces éléments font que les impulsions en sortie du compresseur présentent un chirp non nul qui ne peut pas être compensé. En se basant sur les simulations faites à partir du spectre mesuré en sortie de l'amplificateur de puissance, la durée réelle des impulsions en sortie du compresseur est approximée à **1.2 ps** ce qui est suffisamment court pour être utilisé dans des expériences de TDBS. Les pertes introduites par le compresseur font que la puissance moyenne à sa sortie vaut **300 mW**.

### Conclusion

La partie espace libre de la source laser permet de diviser la cadence des impulsions à **580 kHz** et de les compresser à une durée d'environ **1.2 ps**. Le schéma global de cette partie et des photos sont respectivement donnés dans les fig2.42 et fig.2.43.

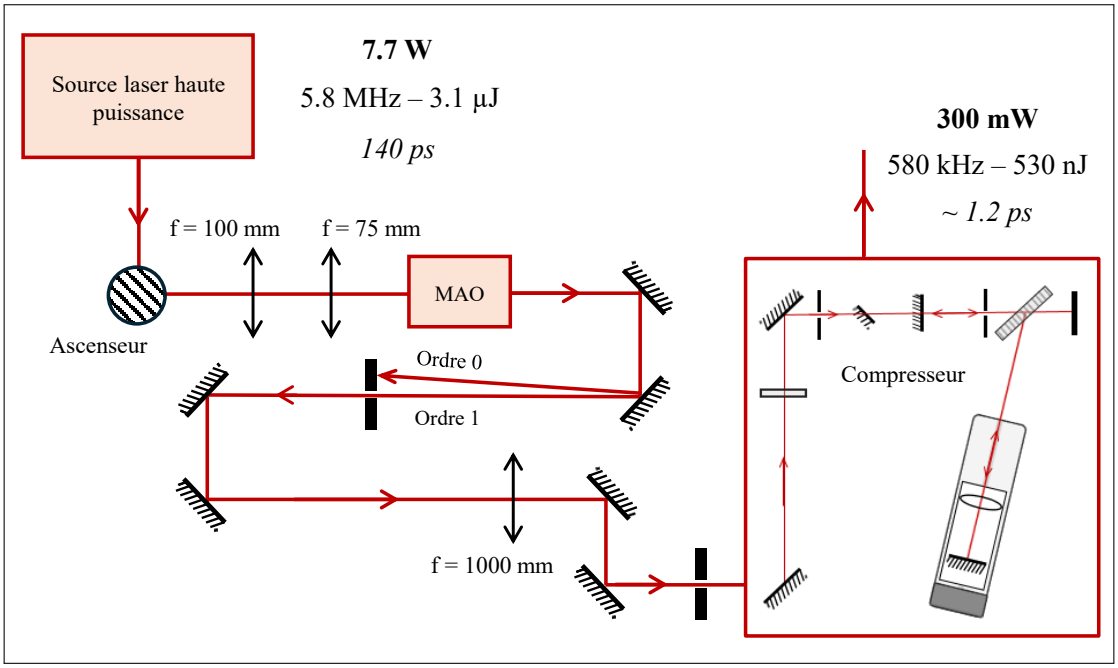


FIGURE 2.42 – Schéma global de la partie en espace libre de la source laser. Pour ne pas alourdir la figure, les schémas de la sortie de l'amplificateur de puissance et du compresseur de Martinez ne sont pas affichés.

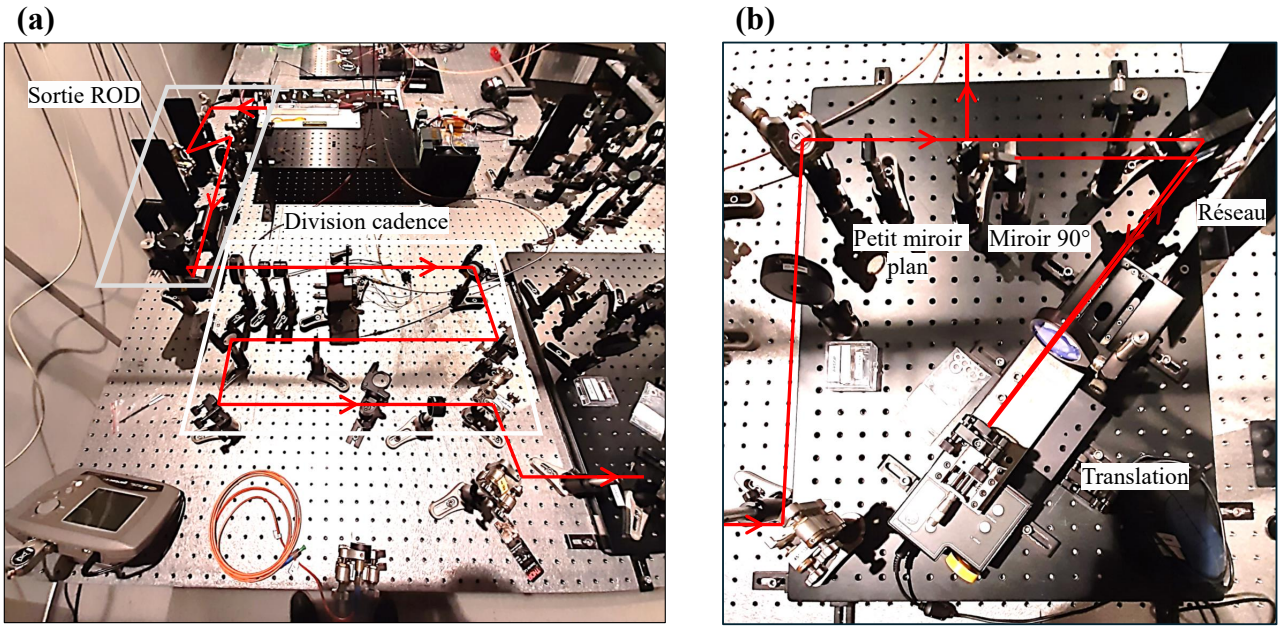


FIGURE 2.43 – **(a)** Photo de la sortie de l'amplificateur et du MAO de division de cadence. **(b)** Photo du compresseur de Martinez.

### 2.3.3 Conclusion

Pour conclure, une source laser générant des impulsions uniques (mono-impuslionnelle) adaptée à des expériences de TDBS a été construite. Elle est composée d'une partie fibrée suivie d'une partie espace libre. Le but est de transformer une source impulsionnelle de 40.6 MHz en un train d'impulsions de **580 kHz**, de **1.2 ps** de durée et d'énergie par impulsion d'au moins 100 nJ. La puissance moyenne en sortie du compresseur étant de **300 mW**, l'énergie par impulsion vaut **530 nJ** ce qui est largement suffisant pour les mesures de TDBS. L'intérêt du montage de la source laser est que l'oscillateur utilisé pour les expériences de TDBS classique (Amplitude Systèmes) peut être remplacé par une source laser générant des salves d'impulsions pour mener des expériences

de TDBS multi-impulsionnelle. Cette flexibilité nous permet de passer d'une expérience à l'autre sans drastiquement modifier le montage expérimental, par un simple changement de la source laser initiale.

## 2.4 Le montage expérimental - La TDBS

Une fois les impulsions optiques mises en forme temporellement (cadence et durée), le faisceau laser peut être exploité pour l'expérience de TDBS. La sortie du compresseur de Martinez est suivie du montage expérimental de la TDBS. Un schéma conceptuel de ce dernier est donné dans la fig.2.44.

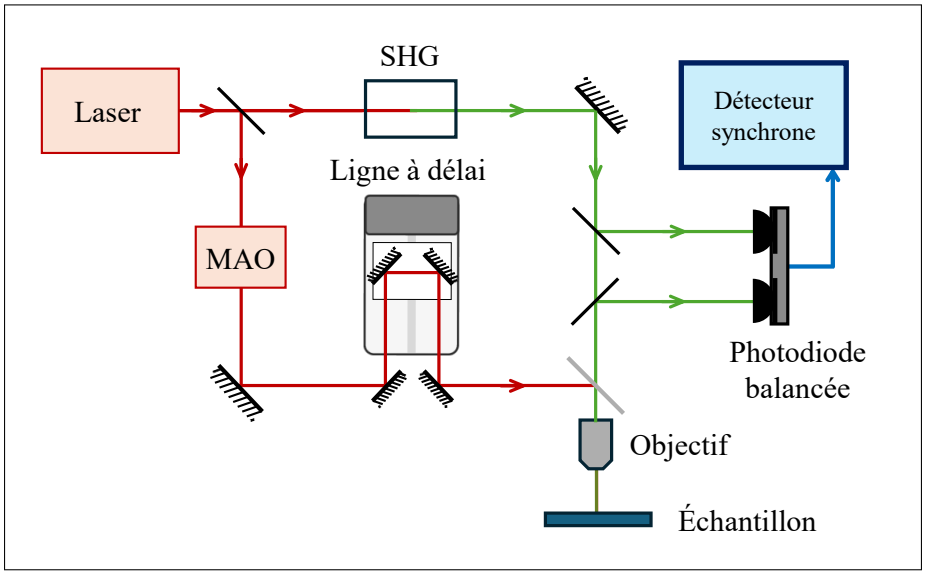


FIGURE 2.44 – Schéma conceptuel du montage expérimental de TDBS. Le faisceau du bras pompe est en rouge et celui du bras sonde en vert.

Le faisceau laser est séparé en deux pour former deux bras : celui de la pompe (en rouge dans la fig.2.44) et celui de la sonde (en vert dans la fig.2.44). Le faisceau pompe est modulé en intensité par un MAO pour réaliser une détection synchrone de la sonde rétro-diffusée. Le délai temporel est contrôlé en insérant une ligne à retard dans le bras pompe. Le faisceau injecté dans le bras sonde est doublé en fréquence par génération de seconde harmonique (SHG dans la fig.2.44) et ce pour la distinguer de la pompe. La détection de la sonde rétro-diffusée est balancée (photo-diode balancée de la fig.2.44). La pompe et la sonde sont focalisées par un même objectif sur l'échantillon. Chaque parti du montage est expliquée dans les sections suivantes.

### 2.4.1 Montage expérimental du bras pompe

Le bras pompe manipule les impulsions qui sont utilisées pour générer les impulsions acoustiques dans l'échantillon. Le faisceau pompe traverse un modulateur acousto-optique et une ligne à retard dont les rôles vont être expliqués.

#### La détection synchrone

Le premier composant du bras pompe est le MAO : son rôle est de moduler l'amplitude des impulsions pompes pour réaliser une *détection synchrone* (lock-in detection en anglais) de la variation de réflectivité introduite par l'impulsion acoustique dans l'échantillon. Cette méthode consiste à mesurer l'amplitude d'un signal périodique de fréquence f en le multipliant et filtrant [152, 153].

Le principe est d'isoler le signal périodique dont l'amplitude doit être mesurée en le multipliant par une sinusoïde de même période. Pour donner un exemple, on considère un signal sinusoïdal s d'expression :

$$s(t) = A\sin(2\pi ft) + B \tag{2.32}$$

On veut mesurer l'amplitude A, pour cela, s est multiplié par la fonction $t \rightarrow \sin(2\pi f_s t)$. En développant l'expression, on obtient :

$$s(t)\sin(2\pi f_s t) = \frac{A}{2}(\cos(2\pi(f-f_s)t) - \cos(2\pi(f+f_s)t)) + B\sin(2\pi f_s t) \tag{2.33}$$

Si $f_s = f$ le produit devient :

$$s(t)\sin(2\pi f_s t) = \frac{A}{2}(1 - \cos(2\pi 2 f_s t)) + B\sin(2\pi f_s t) \tag{2.34}$$

On constate qu'un seul terme n'est pas oscillant et a pour amplitude A/2. Cela signifie qu'en appliquant un filtre passe-bas de fréquence de coupure inférieure à $f_s$, le signal filtré a pour expression :

$$\mathscr{F}_{pb}[t \rightarrow s(t)\sin(2\pi f_s t)] = \frac{A}{2} \tag{2.35}$$

De cette manière, l'amplitude A de la sinusoïde de l'Eq.2.32 peut être mesurée. La détection synchrone permet de détecter des signaux périodiques de très faible amplitude et de filtrer une très grande partie du bruit dans la mesure ce qui conduit à un très bon rapport signal à bruit (SNR) : c'est pour ces raisons que cette technique de détection est utilisée dans l'expérience de TDBS. L'idée est de rendre la perturbation du coefficient de réflexion de l'échantillon périodique en modulant la puissance des impulsions pompes à une fréquence fixe : ainsi, en réglant le détecteur synchrone à la même fréquence, ce dernier mesure la variation de réflectivité introduite par l'impulsion pompe. Notons que la modulation d'amplitude du train d'impulsions pompes n'a aucun impact sur le délai temporel entre les impulsions pompes et sondes. Le montage expérimental pour moduler la puissance de la pompe est schématisé dans la fig.2.45.

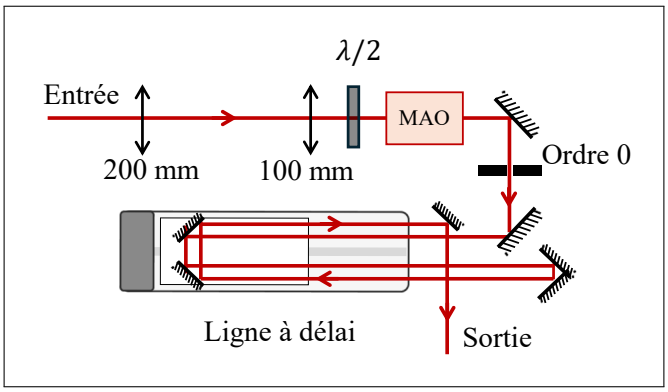


FIGURE 2.45 – Partie du montage dans lequel le train d'impulsions pompes est modulé en puissance par un MAO et le délai entre la pompe et la sonde est contrôlé avec une ligne à retard.

Le MAO (MT80-A1,5-1064, AA Optoelectronic) est contrôlé par un driver RF (MODA80-D41k51k-344575, AA Optoelectronic) qui est lui-même contrôlé par un Tombak (AéroDiode). Ce dernier génère un signal de modulation rectangulaire, de fréquence **58 kHz** (**10%** de la cadence des impulsions) et de rapport cyclique **50%** (durée des portes de **8.6 µs**). Un tel rapport cyclique permet à la modulation de se rapprocher le plus possible d'une fonction sinusoïdale car le Tombak ne génère pas de tels signaux. Ainsi, le MAO découpe des portes de 5 impulsions pompes à 58 kHz. Son action est expliquée dans la fig.2.46.

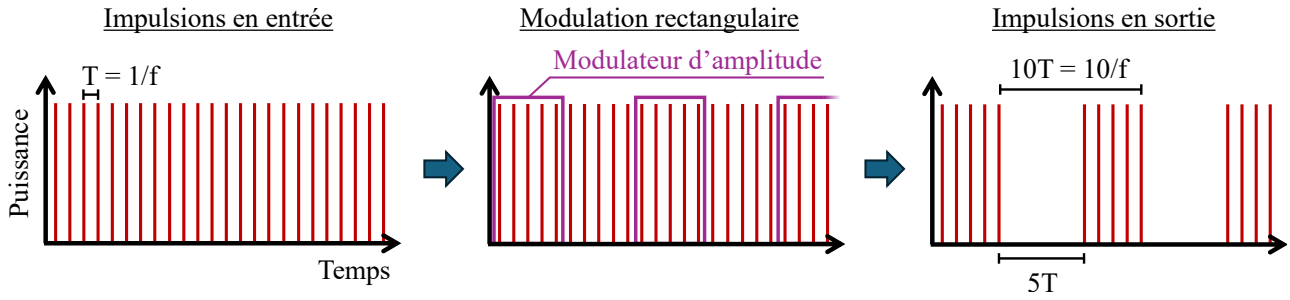


FIGURE 2.46 – Modulation de la puissance du train d'impulsions pompes réalisée par le MAO pour la détection synchrone.

Pour qu'il n'y ait aucune dérive temporelle entre les impulsions optiques et le signal de modulation du Tombak, ce dernier est synchronisé avec les Tombaks des divisions de cadence précédentes. La sortie auxiliaire du Tombak est envoyée au lock-in pour servir de référence à la détection synchrone : le système utilisé est un "SR865 2 MHz DSP Lock-in Amplifier" (Stanford Research Systems, SRS). Les deux lentilles avant le MAO dans la fig.2.45 (Thorlabs) servent à adapter la taille du faisceau. La lame demi-onde est utilisée pour optimiser l'efficacité de diffraction du MAO.

#### Ligne à délai

Le faisceau pompe modulé en amplitude est transmis dans une ligne à retard (DLS125, Newport) comme montré dans la fig.2.45. Son rôle est de contrôler le délai temporel entre les impulsions pompe et sonde : cette action est réalisée en changeant la position de la platine. Comme le faisceau y fait un aller-retour, quand la platine se déplace sur une distance $\Delta z$, le délai temporel $\Delta t$ introduit a pour expression :

$$\Delta t = \frac{4\Delta z}{v_g} = \frac{4\Delta z}{c} \tag{2.36}$$

où $v_g$ est la vitesse de groupe de l'impulsion, égale à c dans l'air. La longueur de la ligne à retard étant de **125 mm**, le délai maximal possible vaut **1.67 ns**. Le faisceau en sortie de la ligne est ensuite focalisé sur l'échantillon à analyser avec un objectif (voir fig.2.48).

### 2.4.2 Montage expérimental du bras sonde

Le deuxième bras du montage TDBS met en forme les impulsions sondes et sert à détecter la variation de réflectivité dans l'échantillon. Il est composé de trois parties : la génération de seconde harmonique, la détection balancée et la focalisation sur l'échantillon.

#### Génération de seconde harmonique

Pour pouvoir distinguer les impulsions sondes de celles pompes, la fréquence optique du faisceau 1030 nm injecté dans le bras sonde est doublée à 515 nm par *Génération de Seconde Harmonique* (SHG, Second Harmonic Generation) : c'est un processus non-linéaire du deuxième ordre [154] dans lequel la fréquence $\omega$ d'un champ électromagnétique est doublée ($2\omega$) (longueur d'onde divisée par deux). La SHG est réalisée dans un cristal de Triborate de Lithium (LBO, $LiB_3O_5$) de dimensions 4x4x15 mm ($\theta = 90°$, $\phi = 0°$, p/o : 191277, Eksma Optics) : le montage de la SHG est représenté dans la fig.2.47.

La lame demi-onde est réglée pour maximiser l'efficacité de conversion de la SHG. Pour la même raison, la lentille convergente 50 mm (Thorlabs) focalise la puissance dans le cristal afin d'augmenter la densité volumique d'énergie. Le cristal de LBO est placé dans un four (TK1, Eksma) pour le chauffer à **189°C** : le but est de réaliser *l'accord de phase non critique* dans le cristal

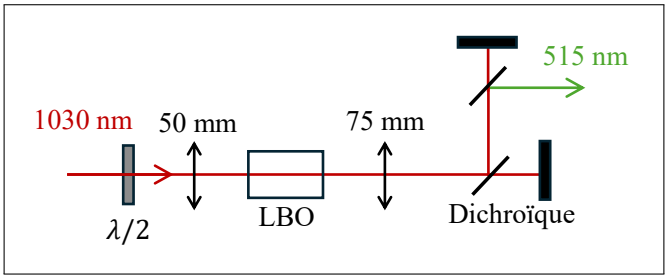


FIGURE 2.47 – Schéma du montage de la SHG dans le bras sonde de l'expérience de TDBS.

[155]. La sortie du cristal est suivie d'une lentille convergente 75 mm (Thorlabs) pour collimater le faisceau doublé à 515 nm. Deux miroirs dichroïques servent de filtres pour éliminer la fondamentale résiduelle à 1030 nm qui n'a pas été converti dans la SHG. L'efficacité de la GSH est de 41 % et la puissance fondamentale à 1030 nm injectée dans le bras sonde est réglée de telle sorte que moins de 1 mW de 515 nm est obtenu : cette faible puissance s'explique par le fait que l'expérience de TDBS en nécessite peu. Ainsi, le faisceau sonde en sortie des deux filtres est un train d'impulsions de 580 kHz centré à 515 nm avec moins de 1 mW de puissance moyenne.

**Mesure de la réflectivité**

La variation de réflectivité introduite dans l'échantillon par la propagation de l'impulsion acoustique est mesurée avec une *détection balancée* : un schéma du montage est donné dans la fig.2.48.

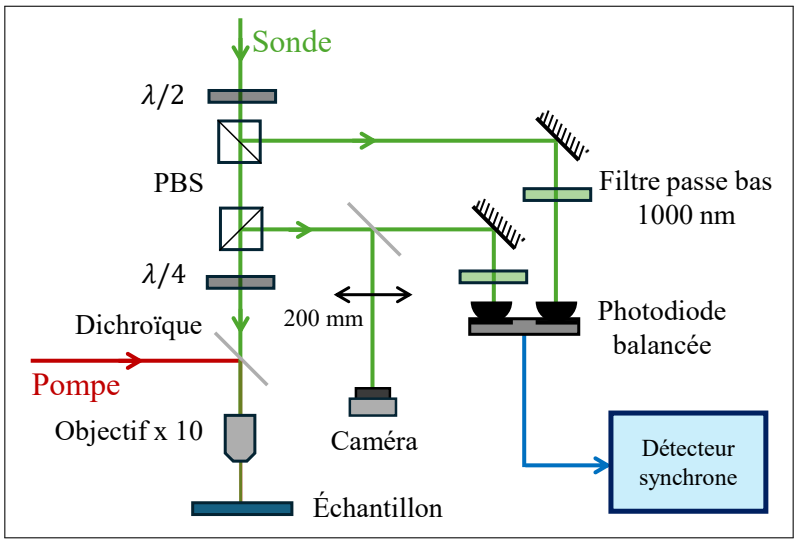


FIGURE 2.48 – Schéma du montage de la détection balancée.

La détection balancée consiste à soustraire deux signaux mesurés sur deux photo-diodes différentes (cf photo-diode balancée dans la fig.2.48) : dans notre cas, nous utilisons une photo-diode balancée PDB210A/M (Thorlabs). L'une des deux mesure la puissance de la sonde avant qu'elle ne soit réfléchie par l'échantillon : c'est une référence qui permet de soustraire les fluctuations de la puissance sonde au signal mesuré. La deuxième photo-diode mesure la puissance rétro-diffusée par l'échantillon. La différence entre les deux signaux est envoyée dans le détecteur synchrone pour y mesurer la variation de réflectivité. Un système $\{\lambda/4, \text{PBS}\}$ permet de récupérer la sonde rétro-diffusée par l'échantillon comme montré dans la fig.2.48. Pour retirer tout parasites des mesures (réflexions indésirables de la sonde, pompe résiduelle dans la sonde mesurée...), des filtres optiques passe-bas sont placés devant les photo-diodes. Les faisceaux pompe et sonde sont rassemblés grâce à un miroir dichroïque et sont focalisés sur l'échantillon avec un objectif x10 de focale 200 mm (WG181576722, Mitutoyo). L'échantilon est placé dans le plan focal de l'objectif pour

le faisceau sonde : le système de lentille convergente 200 mm avec la caméra dans la fig.2.48 sert à ajuster la distance entre l'objectif et l'échantillon pour qu'il soit dans le plan focal (distance entre la caméra et la lentille égale à la focale de cette dernière). Le rôle de l'objectif est de focaliser les faisceaux sur l'échantillon pour maximiser la fluence, en particulier pour la pompe. Les diamètres de la pompe et de la sonde sont mesurées en fonction de la distance par rapport à l'objectif : les résultats sont tracés dans la fig.2.49.

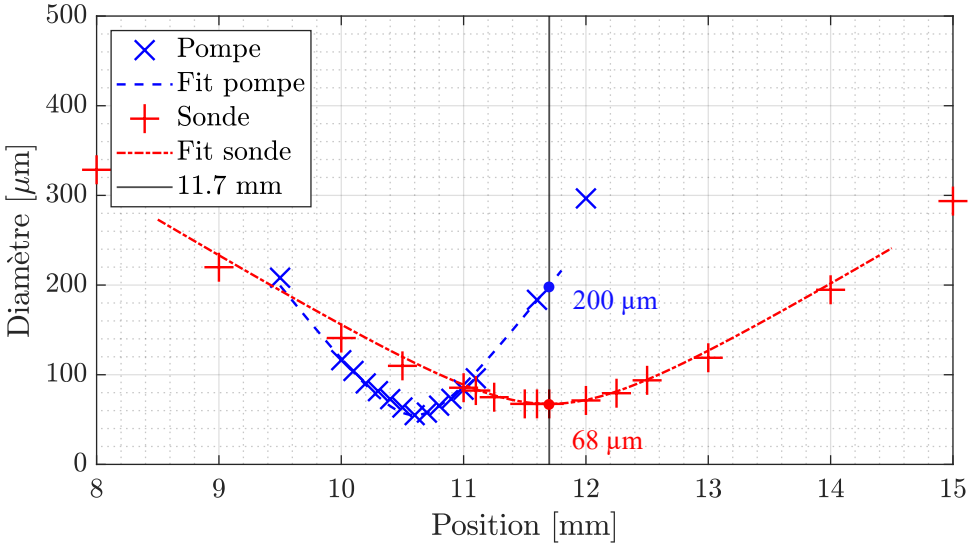


FIGURE 2.49 – Diamètres des faisceaux pompe et sonde en fonction de la position après l'objectif x10 de focale 200 mm. Mesure faite avec une caméra TaperCamD-UCD23-TEL (WinCamD). Courbes en pointillés : interpolations sur la courbe de l'Eq.2.37. Le trait vertical à 11.7 mm indique la position du point focal de la sonde.

Les mesures de la fig.2.49 montrent que l'objectif n'est pas achromatique, ce qui n'est pas problématique car le diamètre de la sonde focalisée sur l'échantillon est plus petit que celui de la pompe (trait vertical dans la fig.2.49). Pour estimer les diamètres pompe et sonde au point focal de la sonde, des régressions non linéaires d'interpolation sont réalisées sur la fonction suivante :

$$D(z) = 2w_o + \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} M\right)^2} \tag{2.37}$$

Les diamètres de la pompe et de la sonde calculée au point focal de la sonde (z = 11.7 mm) sont donc $\mathbf{D_{sonde} = 68\ \mu m}$ et $\mathbf{D_{pompe} = 200\ \mu m}$. Les coefficients de transmission en puissance de l'objectif pour la pompe et la sonde valent respectivement $\mathbf{T_{sonde} = 93.6\%}$ et $\mathbf{T_{pompe} = 32.1\%}$. Les fortes pertes à 1030 nm sont sans doute liées au fait que l'objectif n'est pas conçu pour 1030 nm.

L'échantillon à étudier est fixé sur une monture de miroir à deux rotations elle-même fixée à une translation 3D, comme montré dans la photo de la fig.2.50.

### 2.4.3 Conclusion

Pour conclure cette partie, un schéma détaillé du montage expérimental de la TDBS construit dans notre laboratoire est donné dans la fig.2.51 et une photo dans la fig.2.52.

L'ensemble des parties de l'expérience de TDBS étant construites et caractérisées, des mesures de fréquence Brillouin (donc de célérité acoustique longitudinale) peuvent être réalisées. Les protocoles d'alignement et de préparation d'une mesure de TDBS sont donnés dans l'annexe F.

L'ensemble des systèmes du montage sont réglés de telle sorte que la résolution temporelle d'une mesure vaut **0.3 ps**. La vitesse de translation de la ligne à délai est de $\mathbf{1\ mm.s^{-1}}$. Les paramètres du détecteur synchrone sont les suivants : la constante de temps du filtre est réglé à **30 ms**,

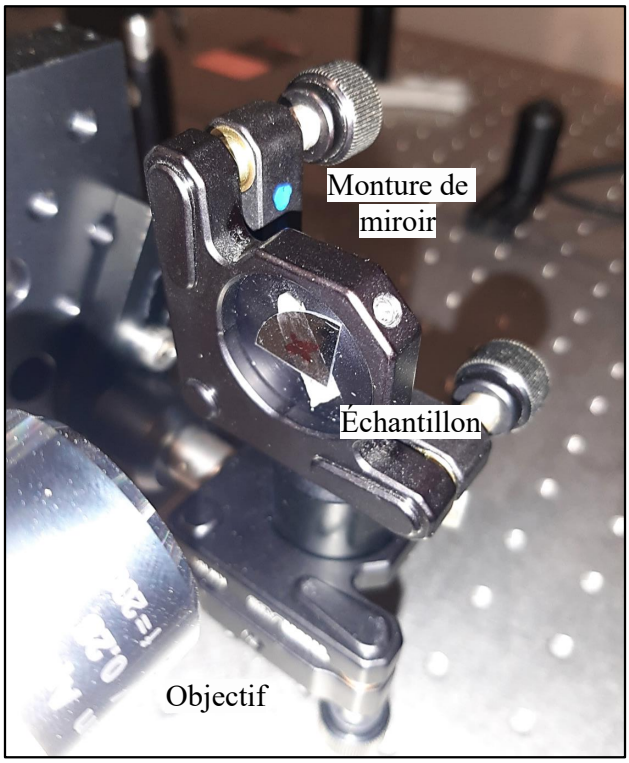


FIGURE 2.50 – Photo de l'échantillon sur son support.

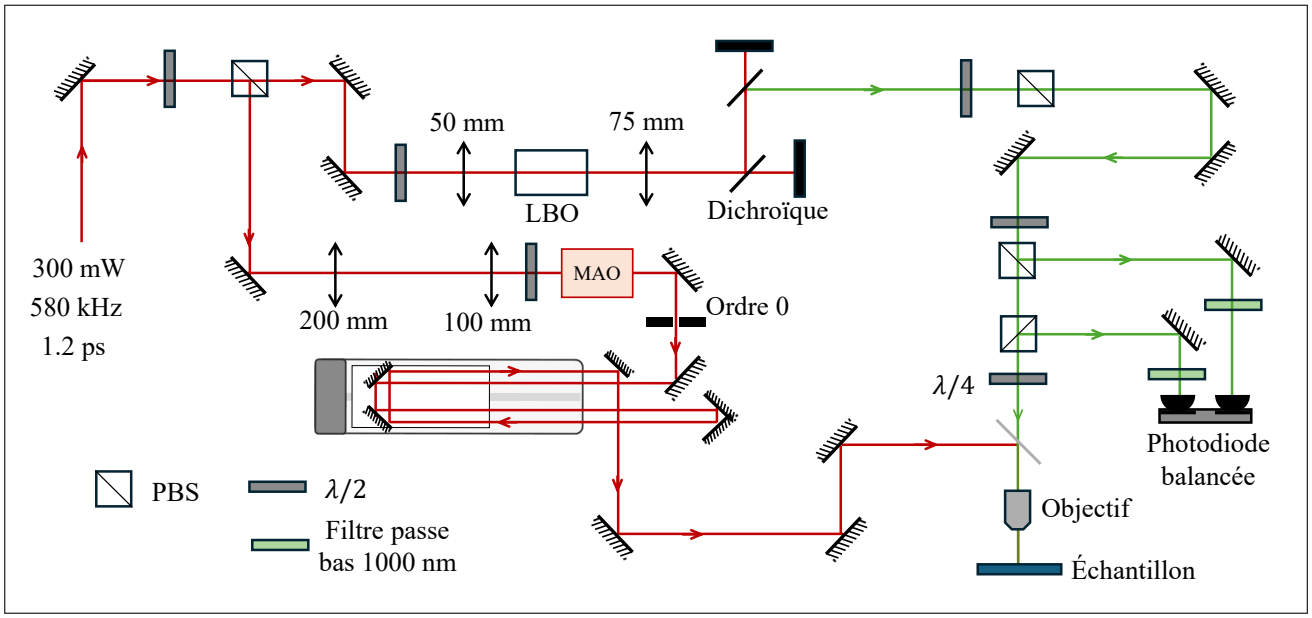


FIGURE 2.51 – Schéma du montage de l'expérience de TDBS réalisé au laboratoire. Le faisceau du bras pompe est en rouge et celui du bras sonde en vert.

la dynamique de mesure à **1 V**, le filtre à **6 dB**, le courant d'entrée est **1 µA** et la tension d'entrée est réglée au mode **DC**. Les puissances moyennes pompe et sonde sur l'échantillon sont respectivement fixées par la limite d'endommagement du matériau étudié et le seuil de saturation de l'entrée du lock-in : elles changent en fonction de l'échantillon.

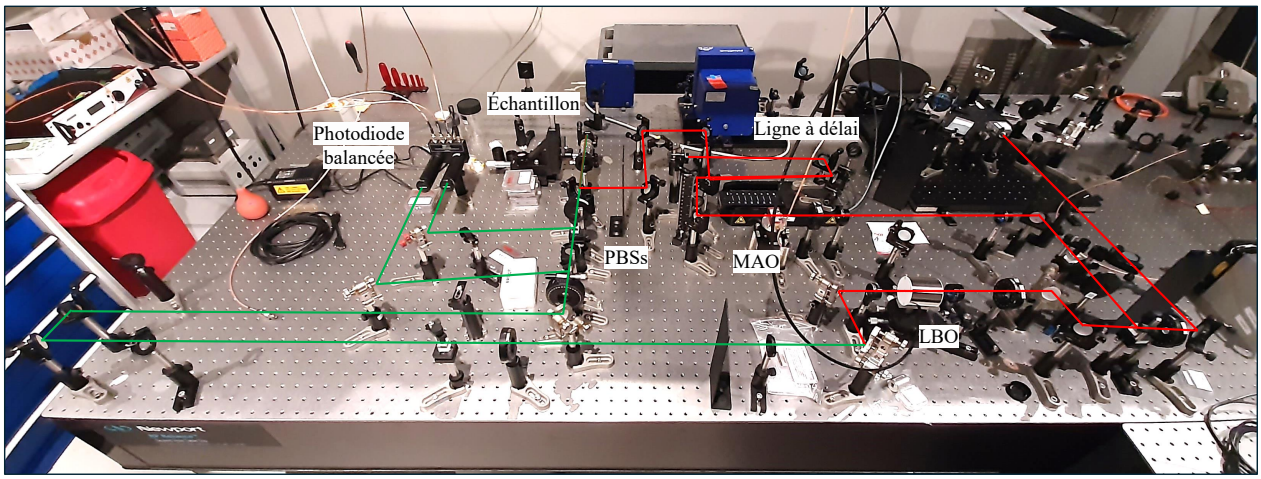


FIGURE 2.52 – Photo du montage de l'expérience de TDBS. Les trajectoires des faisceaux pompe et sonde sont respectivement tracées en rouge et vert.

## 2.5 Caractérisations acoustiques de divers échantillons

Maintenant que la source laser et le montage de TDBS sont fonctionnels, plusieurs échantillons acoustiques sont caractérisés pour mesurer leur célérité acoustique longitudinale. Ils ont été fabriqués par Jamal Ben Youssef et Nathan Beaulieu au Laboratoire des Sciences et Techniques de l'Information, de la Communication et de la Connaissance (Lab-STICC, Brest, France). Ces échantillons ont d'abord été étudiés à l'IPR par Valentin Cherruault et Thomas Pezerril, nos mesures seront comparées aux leurs. Un film en chrome (Cr) est déposé sur chaque échantillon pour servir de transducteur. Ils sont éclairés du côté de l'échantillon en incidence normale comme montré dans la fig.2.53.

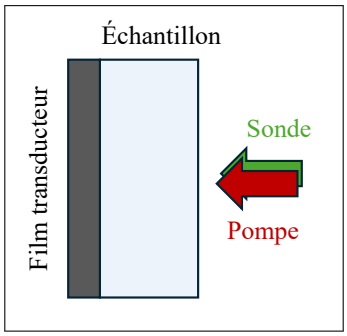


FIGURE 2.53 – Schéma de l'éclairage des échantillons caractérisés avec le montage expérimental.

Les longueurs d'ondes de la pompe et de la sonde sont respectivement 1030 nm et 515 nm. La mesure consiste à réaliser un scan du délai temporel entre l'impulsion pompe et la sonde afin de mesurer la fréquence des oscillations Brillouin $f_B$. De cette mesure est déduite la célérité acoustique longitudinale $v_l$ de l'échantillon grâce à la relation suivante :

$$v_l = \frac{\lambda_s f_B}{2 n_s} \tag{2.38}$$

où $n_s$ est l'indice optique de l'échantillon à 515 nm (sonde) et $\lambda_s$ la longueur d'onde de la sonde (515 nm). Les réglages de la ligne à retard et du détecteur synchrone sont ceux donnés dans la conclusion de la partie précédente (voir 2.4.3). Pour chaque échantillon, 20 scans sont réalisés puis moyennés afin d'avoir un bon SNR. Dix échantillons sont caractérisés : les résultats sont donnés dans les parties suivantes.

### 2.5.1 Verre de Silice - $S_iO_2$

Le verre de silice est un verre amorphe composé de molécules de dioxyde de silicium ($S_iO_2$). Les puissances moyennes pompe et sonde sont réglées de telle sorte que l'énergie par impulsion vaut $\mathbf{E_p = 220\ nJ}$ pour la pompe et $\mathbf{E_s = 0.56\ nJ}$ pour la sonde, soit des fluences d'énergie respectivement de $\sigma_\mathbf{p} = \mathbf{0.7\ mJ.cm^{-2}}$ et $\sigma_\mathbf{s} = \mathbf{0.16\ \mu J.cm^{-2}}$. La variation de réflectivité mesurée en fonction du délai temporel entre la pompe et la sonde est tracée dans la fig.2.54.

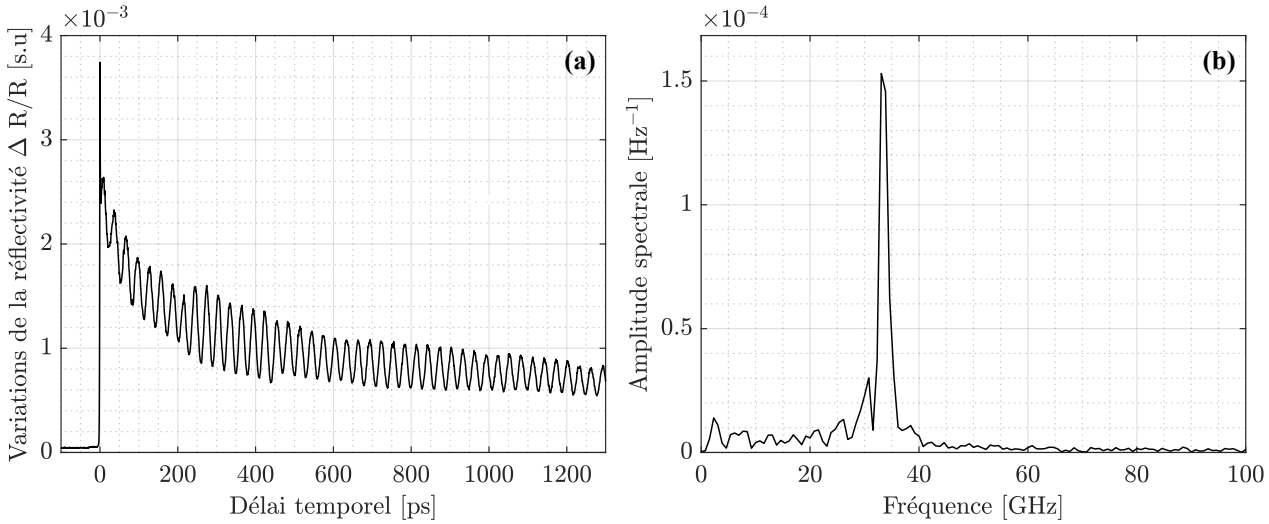


FIGURE 2.54 – **(a)** Variation de réflectivité mesurée dans le verre de silice en fonction du délai temporel pompe-sonde : le signal est la moyenne de 20 scans. **(b)** Transformée de Fourier des oscillations Brillouin isolées.

Le signal temporel de la fig.2.54(a) est typique d'une mesure TDBS : on retrouve le pic des électrons à t = 0 ps, les oscillations Brillouin et le fond lentement décroissant. Pour mesurer la fréquence Brillouin $f_B$, on calcule la transformée de Fourier (TF) du signal de la fig.2.54(a) mesuré après t = 0 ps auquel est soustrait le fond thermique grâce à une régression polynomiale d'ordre 6 : elle est tracée dans la fig.2.54(b). La fréquence mesurée vaut $\mathbf{f_B = 33.5 \pm 0.8\ GHz}$ : l'incertitude est la résolution de la TF, fixée par la durée du scan temporel. L'indice optique du verre de silice à 515 nm étant $\mathbf{n_s = 1.4615}$ [89], la célérité acoustique longitudinale du verre de silice vaut selon l'Eq.2.38 $\mathbf{v_l = 5\,902 \pm 141\ m.s^{-1}}$. Pour estimer la fiabilité de la mesure, elle est comparée à celle calculée à partir des constantes élastiques mesurées dans la littérature. Le tenseur des constantes élastiques d'un milieu isotrope a la forme suivante [156] :

$$[E] = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{12} & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{C_{11}-C_{12}}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{C_{11}-C_{12}}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{C_{11}-C_{12}}{2} \end{pmatrix}$$

Donc, en calculant les valeurs propres de la matrice de Christoffel, la célérité acoustique longitudinale a pour expression :

$$v_l = \sqrt{\frac{C_{11}}{\rho}} \tag{2.39}$$

Selon la littérature, $\rho = 2\,203\ kg.m^{-3}$ et $C_{11} = 72.2$ GPa [157]. Ainsi on obtient $v_l = 5\,724.8\ m.s^{-1}$ soit une différence de 3 % : notre mesure est en bonne adéquation avec la littérature.

### 2.5.2 Oxyde de Gadolinium et de Scandium (110) - $GdScO_3$ (110)

L'Oxyde de Gadolinium et de Scandium ($GdScO_3$) est un cristal orthorhombique, i.e sa maille de base forme un pavé aux côtés de longueurs différentes : notre échantillon est découpé dans le plan cristallin (110). Les puissances sont réglées de telle sorte que l'énergie par impulsion vaut $\mathbf{E_p = 300\ nJ}$ pour la pompe et $\mathbf{E_s = 0.33\ nJ}$ pour la sonde, soit des fluences d'énergie respectivement de $\sigma_\mathbf{p} = \mathbf{0.9\ mJ.cm^{-2}}$ et $\sigma_\mathbf{s} = \mathbf{9.2\ \mu J.cm^{-2}}$. La variation de réflectivité mesurée en fonction du délai temporel entre la pompe et la sonde est tracée dans la fig.2.55.

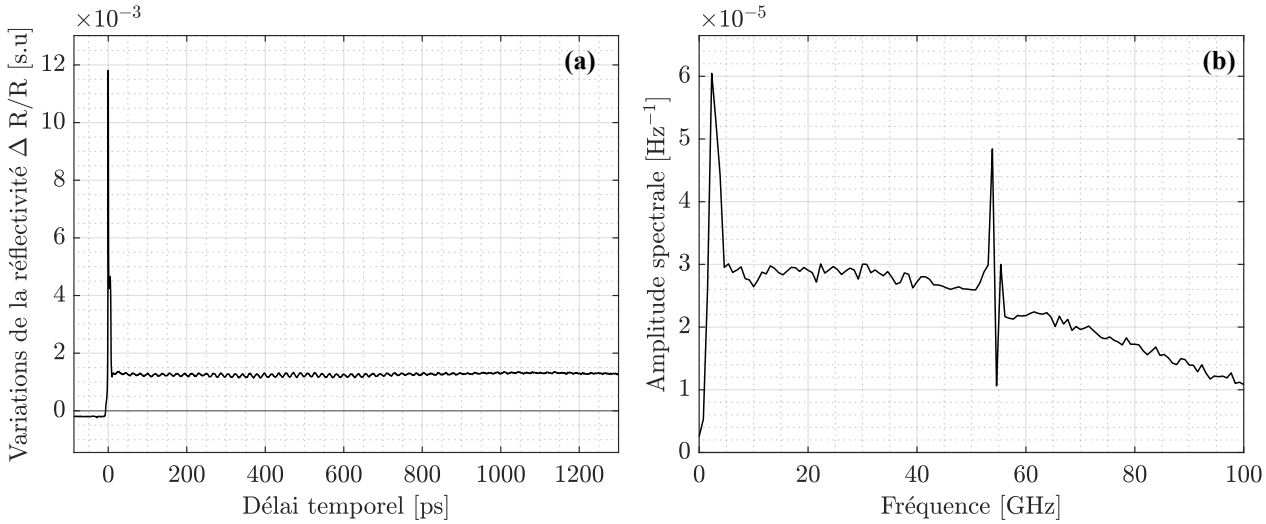


FIGURE 2.55 – **(a)** Variation de réflectivité mesurée dans le $GdScO_3$ (110) en fonction du délai temporel pompe-sonde : le signal est la moyenne de 20 scans. **(b)** Transformée de Fourier des oscillations Brillouin isolées.

La fréquence Brillouin mesurée dans la TF de la fig.2.55 vaut $\mathbf{f_B = 53.8 \pm 0.8\ GHz}$. L'indice optique du milieu à 515 nm est déduit des mesures faites par S.N.Amanyan *et al.* [158] auxquelles sont appliquées une régression sur l'équation de Sellmeier suivante :

$$n_s^2 = 1 + \frac{A_1\lambda^2}{\lambda^2 - B_1} + \frac{A_2\lambda^2}{\lambda^2 - B_2};\ [\lambda] = \text{nm} \tag{2.40}$$

On obtient les coefficients $A_1 = 215.5$, $A_2 = -212.2$, $B_1 = 170.2\ nm^2$ et $B_2 = -134.9\ nm^2$. Ainsi, l'indice de réfraction à 515 nm vaut $\mathbf{n_s = 2.1322}$ : nous en déduisons que la célérité acoustique longitudinale du $GdScO_3$ (110) vaut $\mathbf{v_l = 6\,497 \pm 97\ m.s^{-1}}$. Cette valeur est comparée avec la littérature en calculant la célérité à partir des constantes élastiques. Le cristal $GdScO_3$ étant de structure orthorhombique, le tenseur a pour forme [156] :

$$[E] = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{22} & C_{23} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{23} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{pmatrix}$$

Selon l'équation de Christoffel, la célérité acoustique longitudinale du cristal suivant l'axe (110) a pour expression :

$$v_l^2\rho = \frac{\Gamma_{11} + \Gamma_{22} + \sqrt{(\Gamma_{11} - \Gamma_{22})^2 + 4\Gamma_{12}^2}}{2} \tag{2.41}$$

où $\Gamma_{ij}$ sont les coefficients de Christoffel et ont pour expressions :

$$\Gamma_{11} = \frac{C_{11}+C_{66}}{2};\ \Gamma_{22} = \frac{C_{22}+C_{66}}{2};\ \Gamma_{12} = \frac{C_{12}+C_{66}}{2}$$

Selon les travaux de K.A.Pestka *et al.* [159] $C_{11}$ = 294 GPa, $C_{22}$ = 297 GPa, $C_{12}$ = 163 GPa et $C_{66}$ = 75 GPa et $\rho$ = 6 642 kg.m$^{-3}$. On en déduit la célérité acoustique $v_l$ = 6 768.1 m.s$^{-1}$, soit une différence de 4% par rapport à notre mesure : nous pouvons donc la supposer fiable cependant, nous devons garder à l'esprit que l'indice optique utilisé n'a pas été directement mesuré à 515 nm.

### 2.5.3 Cristaux GGG et SGGG

#### Cristal de GGG

Le Grenat de Gadolinium et de Gallium ($Gd_3Ga_5O_{12}$, GGG) est un cristal cubique appartenant au groupe des grenats : ce dernier regroupe l'ensemble des cristaux dont la formule chimique a la forme $\{X_3\}[Y_2](Z_3)O_{12}$ où X, Y et Z sont des ions quelconques et O est l'atome d'oxygène. Dans notre cas, X = $Gd^{3+}$ et Y = Z = $Ga^{3+}$ [160]. L'orientation de notre échantillon est inconnue. Les puissances sont réglées de telle sorte que l'énergie par impulsion vaut $\mathbf{E_p}$ = **300 nJ** pour la pompe et $\mathbf{E_s}$ = **1.07 nJ** pour la sonde, soit des fluences d'énergie respectivement de $\sigma_\mathbf{p}$ = **0.9 mJ.cm$^{-2}$** et $\sigma_\mathbf{s}$ = **30 $\mu$J.cm$^{-2}$**. La variation de réflectivité mesurée est tracée dans la fig.2.56(a).

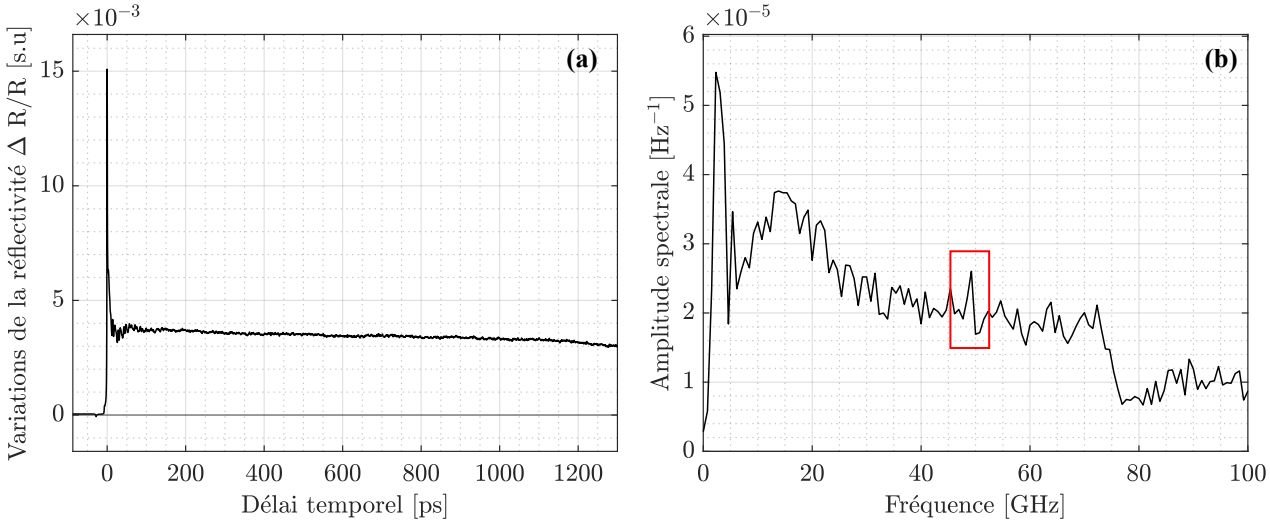


FIGURE 2.56 – **(a)** Variation de réflectivité mesurée dans le GGG en fonction du délai temporel pompe-sonde : le signal est la moyenne de 20 scans. **(b)** Transformée de Fourier des oscillations Brillouin isolées : le pic Brillouin étant difficile à distinguer, ce dernier est encadré en rouge.

On constate dans la TF de la fig.2.56(b) qu'il est difficile de déterminer quel est le pic des oscillations Brillouin. Afin de définir une zone dans laquelle chercher ce pic, la fréquence Brillouin est calculée à partir des célérités mesurées par W.Ruju et W.Jifang [161] dans un cristal de GGG. Comme l'orientation du cristal est inconnue, $f_B$ est calculée pour les trois orientations (100), (110) et (111). Les célérités mesurées par W.Ruju et W.Jifang valent :

$$v_l^{(100)} = 6\,548 \text{ m.s}^{-1}$$

$$v_l^{(110)} = 6\,633 \text{ m.s}^{-1}$$

$$v_l^{(111)} = 6\,425 \text{ m.s}^{-1}$$

Pour obtenir l'indice optique du GGG à 515 nm, nous utilisons l'équation de Sellmeier fournie sur le site de Thorlabs [162] :

$$n^2 = 1 + \frac{1.7727\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1567^2} + \frac{0.9767\lambda^2}{\lambda^2 - 0.01375^2} + \frac{4.9668\lambda^2}{\lambda^2 - 22.715^2} \; ; \quad [\lambda] = \mu m$$

Donc l'indice de réfraction du cristal GGG vaut $\mathbf{n_s = 1.9820}$ à 515 nm. De l'Eq.2.38 sont calculées les valeurs des fréquences Brillouin pour les trois orientations cristallines :

$$f_B^{(100)} = 50.4 \text{ GHz}$$

$$f_B^{(110)} = 51.1 \text{ GHz}$$

$$f_B^{(111)} = 49.5 \text{ GHz}$$

Le pic fréquentiel le plus proche dans la TF de la fig.2.56(b) est encadré en rouge et vaut $\mathbf{f_B = 49.2GHz}$. Malheureusement, l'incertitude de 0.8 GHz sr la fréquence Brillouin ne nous permet pas de conclure sur l'orietaion cristalographique de notre échantillon. Cependant, la célérité acoustique peut être calculée et vaut $\mathbf{6\,392 \pm 104\ m.s^{-1}}$.

### Cristal de SGGG

Le grenat de gadolinium et de gallium substitué (CaMgZr :$Gd_3Ga_{12}O_3$, SGGG) est un cristal de GGG dont certains ions de Gd et Ga ont été remplacés par des ions de Calcium (Ca), de Magnésium (Mg) et de Zirconium (Zr) [163]. La concentration en ces ions de notre échantillon est inconnue tout comme le plan cristallin dans lequel il est découpé. Les puissances sont réglées de telle sorte que l'énergie par impulsion vaut $\mathbf{E_p = 300\ nJ}$ pour la pompe et $\mathbf{E_s = 1.14\ nJ}$ pour la sonde, soit des fluences respectives de $\sigma_\mathbf{p} = \mathbf{0.9\ mJ.cm^{-2}}$ et $\sigma_\mathbf{s} = \mathbf{32\ \mu J.cm^{-2}}$. La variation de réflectivité mesurée est tracée dans la fig.2.57(a).

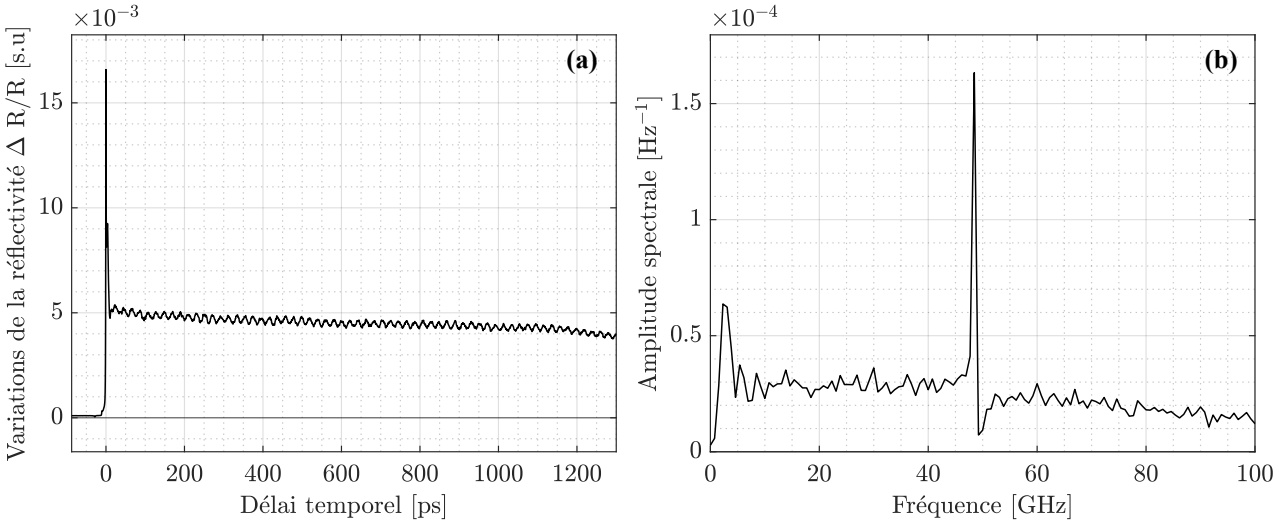


FIGURE 2.57 – **(a)** Variation de réflectivité mesurée dans le SGGG en fonction du délai temporel pompe-sonde : le signal est la moyenne de 20 scans. **(b)** Transformée de Fourier des oscillations Brillouin isolées.

La fréquence Brillouin mesurée dans la TF de la fig.2.57(b) vaut $\mathbf{f_B = 48.5 \pm 0.8\ GHz}$. La concentration des ions $Ca^{2+}$, $Mg^{2+}$ et $Zr^{4+}$ de notre échantillon n'étant pas connue, l'indice optique du SGGG à 515 nm est inconnu (voir les travaux de H.Li *et al.* [163]) : ainsi, la célérité acoustique longitudinale du cristal SGGG ne peut pas être calculée. De plus, à notre connaissance, il n'existe pas de mesure de la célérité acoustique du SGGG dans la littérature scientifique.

### 2.5.4 Cristaux d'Oxyde de Magnésium - MgO

L'Oxyde de Magnésium (MgO) est un cristal cubique à faces centrées composé des ions $Mg^{2+}$ et $O^{2-}$. Nous possédons deux échantillons taillés dans les plans cristallographiques (001) et (111).

#### MgO (001)

Les puissances pour la mesure sur le cristal de MgO (001) sont réglées de telle sorte que l'énergie par impulsion vaut $\mathbf{E_p = 300\ nJ}$ pour la pompe et $\mathbf{E_s = 1.07\ nJ}$ pour la sonde, soit des fluences d'énergie respectivement de $\sigma_\mathbf{p} = \mathbf{0.9\ mJ.cm^{-2}}$ et $\sigma_\mathbf{s} = \mathbf{30\ \mu J.cm^{-2}}$. La variation de réflectivité mesurée est tracée dans la fig.2.58(a).

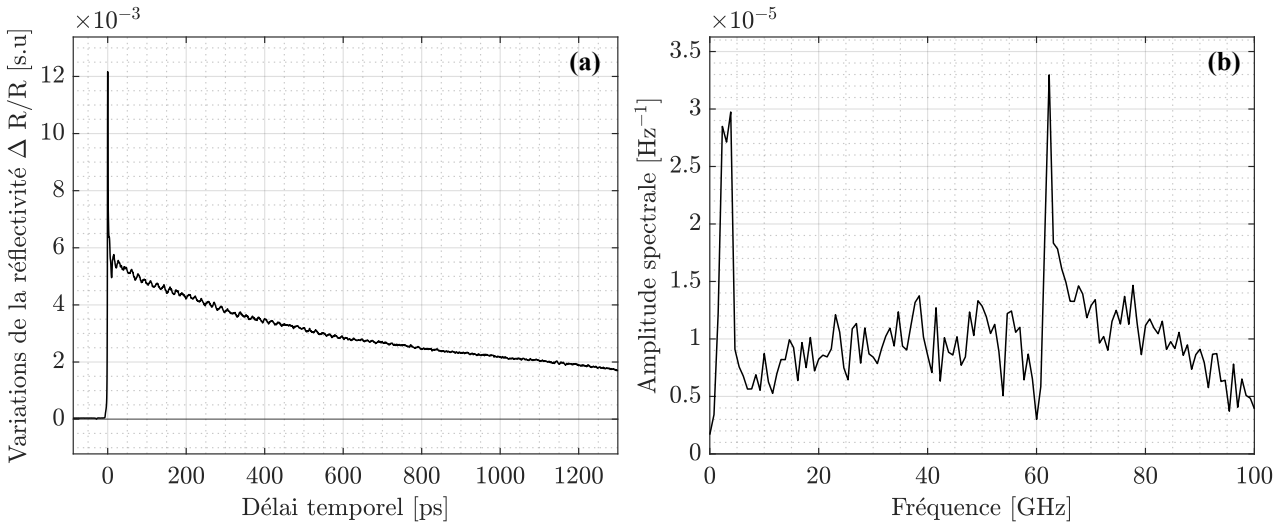


FIGURE 2.58 – **(a)** Variation de réflectivité mesurée dans le MgO (001) fonction du délai temporel pompe-sonde : le signal est la moyenne de 20 scans. **(b)** Transformée de Fourier des oscillations Brillouin isolées.

La fréquence des oscillations Brillouin mesurée dans la TF de la fig.2.58(b) vaut $\mathbf{f_B = 62.3\ \pm\ 0.8\ GHz}$. L'indice de réfraction à 515 nm du MgO (001) vaut $\mathbf{n_s = 1.7439}$ [164] donc la célérité acoustique longitudinale vaut $\mathbf{v_l = 9\ 199\ \pm\ 118\ m.s^{-1}}$. Cette mesure est cohérente avec celles réalisées avec d'autres montages expérimentaux : la moyenne des mesures collectées par X.Zhang *et al.* dans [165] vaut 9 085 m.s$^{-1}$. La différence avec notre mesure étant de 1.24 %, elle est en bonne adéquation avec la littérature (notons que l'incertitude relative de notre mesure vaut 1.28 %).

#### MgO (111)

Les puissances pour la mesure sur le cristal de MgO (111) sont réglées de telle sorte que l'énergie par impulsion vaut $\mathbf{E_p = 300\ nJ}$ pour la pompe et $\mathbf{E_s = 1.41\ nJ}$ pour la sonde, soit des fluences d'énergie respectivement de $\sigma_\mathbf{p} = \mathbf{0.9\ mJ.cm^{-2}}$ et $\sigma_\mathbf{s} = \mathbf{40\ \mu J.cm^{-2}}$. La variation de réflectivité mesurée est tracée dans la fig.2.59(a).

La fréquence des oscillations Brillouin mesurée dans la TF de la fig.2.59(b) vaut $\mathbf{f_B = 68.5\ \pm\ 0.8\ GHz}$. L'indice de réfraction à 515 nm du MgO (111) est $\mathbf{n_s = 1.7439}$ [164], donc la célérité acoustique longitudinale vaut $\mathbf{v_l = 10\ 114\ \pm\ 118\ m.s^{-1}}$ ce qui est cohérent avec des mesures réalisées dans d'autres montages expérimentaux : la moyenne des mesures collectées par X.Zhang *et al* dans [165] vaut 10 100 m.s$^{-1}$ ce qui correspond à une différence de 0.14% par rapport à notre mesure. Comme l'incertitude relative de cette dernière est de 1.17 %, la différence entre la littérature et notre résultat tombe dans la barre d'incertitude.

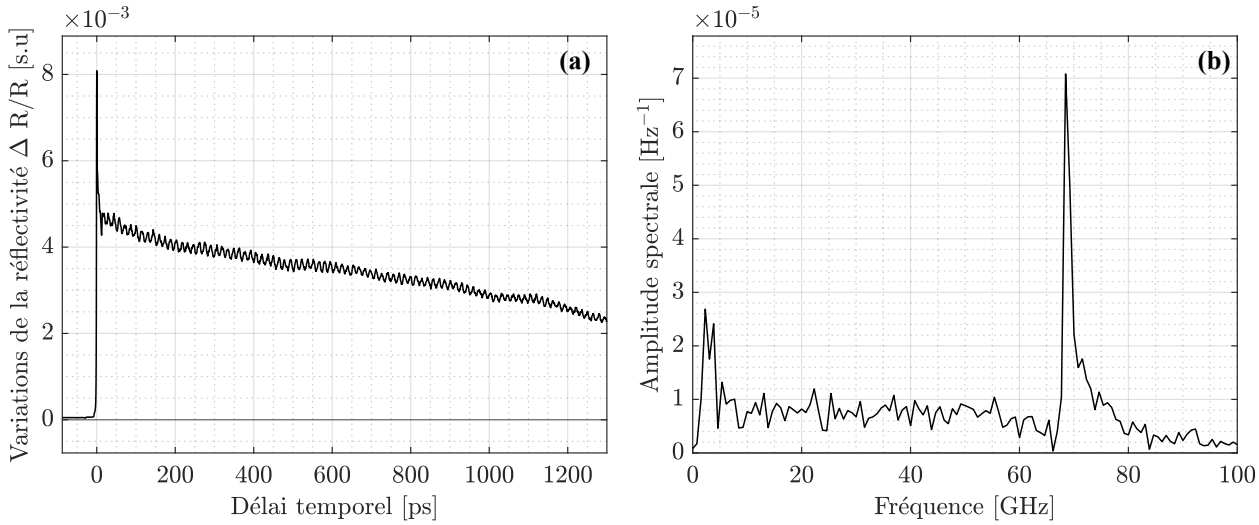


FIGURE 2.59 – **(a)** Variation de réflectivité mesurée dans le MgO (111) en fonction du délai temporel pompe-sonde : le signal est la moyenne de 20 scans. **(b)** Transformée de Fourier des oscillations Brillouin.

### 2.5.5 Alumine - $Al_2O_3$

L'oxyde d'Alumunium ($Al_2O_3$), aussi appelé Alumine, est un cristal composé des ions $Al^{3+}$ et $O^{-2}$ qui peut exister sous différentes structures cristallographiques. Nous possédons deux échantillons de structures différentes : l'alumine alpha ($\alpha - Al_2O_3$), aussi appelé le saphir, et l'alumine gamma ($\gamma - Al_2O_3$).

#### $\alpha - \mathbf{Al_2O_3}$ - (0001)

L'échantillon d'alumine alpha est un cristal hexagonal orienté dans le plan perpendiculaire à l'axe [0001] représenté par la flèche verte dans la fig.2.60 (surface en rouge), aussi appelé le c-plan.

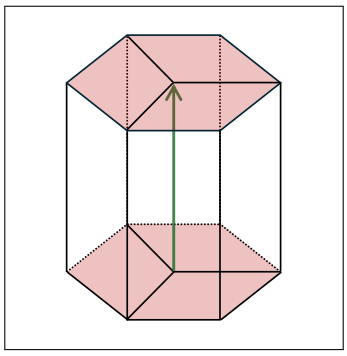

FIGURE 2.60 – Représentation schématique de la maille hexagonale du saphir. La direction [0001] est représenté par la flèche verte et la surface perpendiculaire en rouge.

Les puissances pour la mesure sur le saphir (0001) sont réglées de telle sorte que l'énergie par impulsion vaut $\mathbf{E_p = 310\ nJ}$ pour la pompe et $\mathbf{E_s = 1.03\ nJ}$ pour la sonde, soit des fluences d'énergie respectivement de $\sigma_\mathbf{p} = \mathbf{10\ mJ.cm^{-2}}$ et $\sigma_\mathbf{s} = \mathbf{29\ \mu J.cm^{-2}}$. La variation de réflectivité mesurée en fonction du délai temporel est tracée dans la fig.2.61(a).

La fréquence des oscillations Brillouin mesurée dans la fig.2.61 vaut $\mathbf{f_B = 77.7 \pm 0.8\ GHz}$. L'indice de réfraction à 515 nm du saphir vaut $\mathbf{n_s = 1.7730}$ [166] donc la célérité acoustique longitudinale vaut $\mathbf{v_l = 11\ 285 \pm 116\ m.s^{-1}}$. Dans la littérature, la célérité mesurée vaut 11 250 $m.s^{-1}$ [167] ce qui correspond à une différence de 0.3% donc la mesure est cohérente.

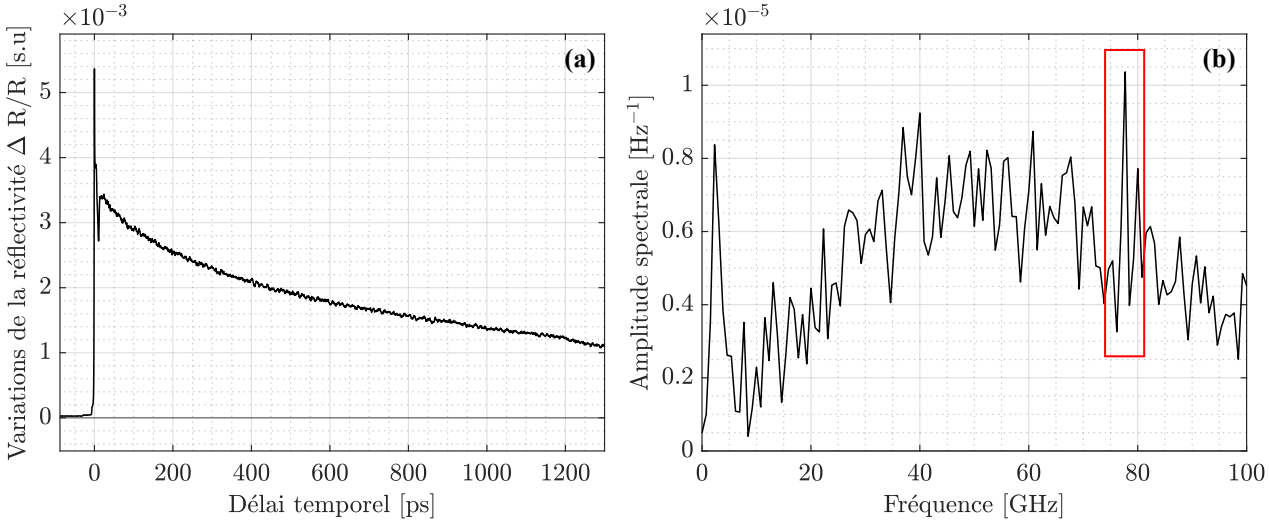


FIGURE 2.61 – **(a)** Variation de réflectivité mesurée dans le saphir (0001) en fonction du délai temporel pompe-sonde : le signal est la moyenne de 20 scans. **(b)** Transformée de Fourier des oscillations Brillouin isolées : le pic Brillouin est encadré en rouge.

### $\gamma - \mathbf{Al_2O_3}$ - (001)

L'échantillon d'alumine gamma est un cristal cubique orienté dans le plan (001). Les puissances pour la mesure sur l'échantillon sont réglées de telle sorte que l'énergie par impulsion vaut $\mathbf{E_p = 310\ nJ}$ pour la pompe et $\mathbf{E_s = 1.21\ nJ}$ pour la sonde, soit des fluences d'énergie respectivement de $\sigma_\mathbf{p} = \mathbf{10\ J.m^{-2}}$ et $\sigma_\mathbf{s} = \mathbf{34\ \mu J.cm^{-2}}$. La variation de réflectivité mesurée en fonction du délai temporel est tracée dans la fig.2.62(a).

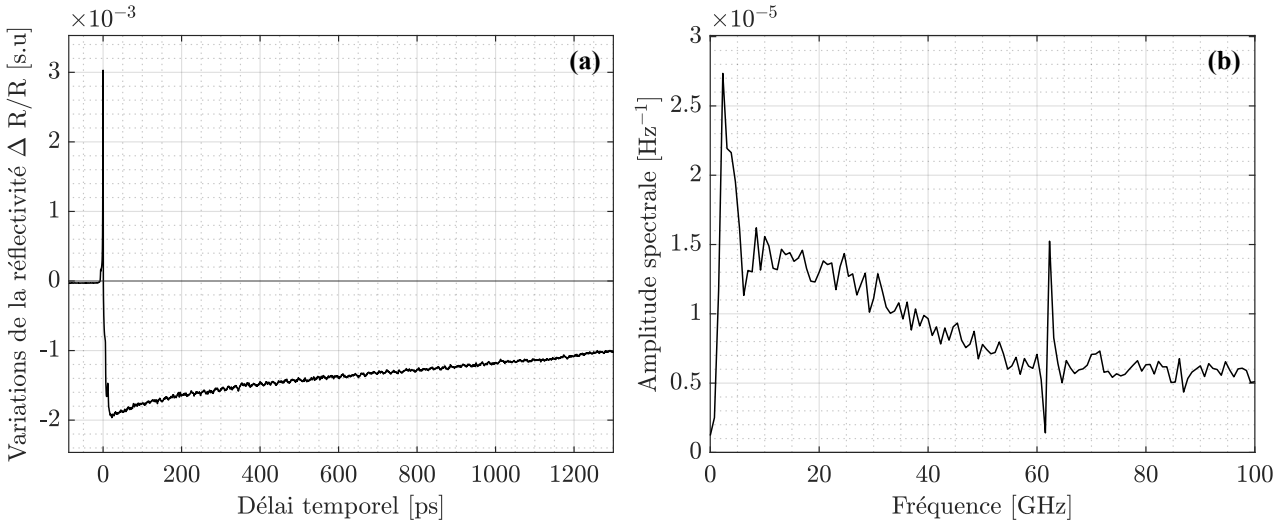


FIGURE 2.62 – **(a)** Variation de réflectivité mesurée dans l'alumine gamma (001) en fonction du délai temporel pompe-sonde : le signal est la moyenne de 20 scans. **(b)** Transformée de Fourier des oscillations Brillouin.

La fréquence Brillouin mesurée dans la TF de la fig.2.62 vaut $\mathbf{f_B = 62.3\ \pm\ 0.8\ GHz}$. Nous supposons que l'indice optique de l'alumine gamma (001) est aussi $\mathbf{n_s = 1.7730}$, donc la célérité acoustique vaut $\mathbf{v_l = 9\,048\ \pm\ 116\ m.s^{-1}}$. Pour comparer avec la littérature, nous utilisons l'expression de la célérité longitudinale en fonction des constantes élastiques suivant l'axe [001] (cristal cubique) :

$$v_l = \sqrt{\frac{C_{33}}{\rho}} \tag{2.42}$$

Selon les travaux de H.Zhou *et al.* [168], $C_{33} = 342$ GPa et la masse volumique de l'alumine gamma vaut $\rho = 3987\ kg.m^{-3}$ [169], donc la célérité acoustique longitudinale vaut $v_l = 9\,261$ m.s$^{-1}$ soit une différence de 2.3% par rapport à la valeur mesurée : elle est donc pertinente avec la littérature.

### 2.5.6 Titanate de Strontium (100) - $SrTiO_3$

Le Titanate de Strontium ($SrTiO_3$, STO) est un cristal cubique : notre échantillon est coupé dans le plan cristallographique (100). Les puissances pour la mesure sur cet échantillon sont réglées de telle sorte que l'énergie par impulsion vaut $\mathbf{E_p = 290\ nJ}$ pour la pompe et $\mathbf{E_s = 448\ pJ}$ pour la sonde, soit des fluences d'énergie respectivement de $\sigma_\mathbf{p} = \mathbf{0.9\ mJ.cm^{-2}}$ et $\sigma_\mathbf{s} = \mathbf{13\ \mu J.cm^{-2}}$. La variation de réflectivité mesurée en fonction du délai temporel est tracée dans la fig.2.63(a).

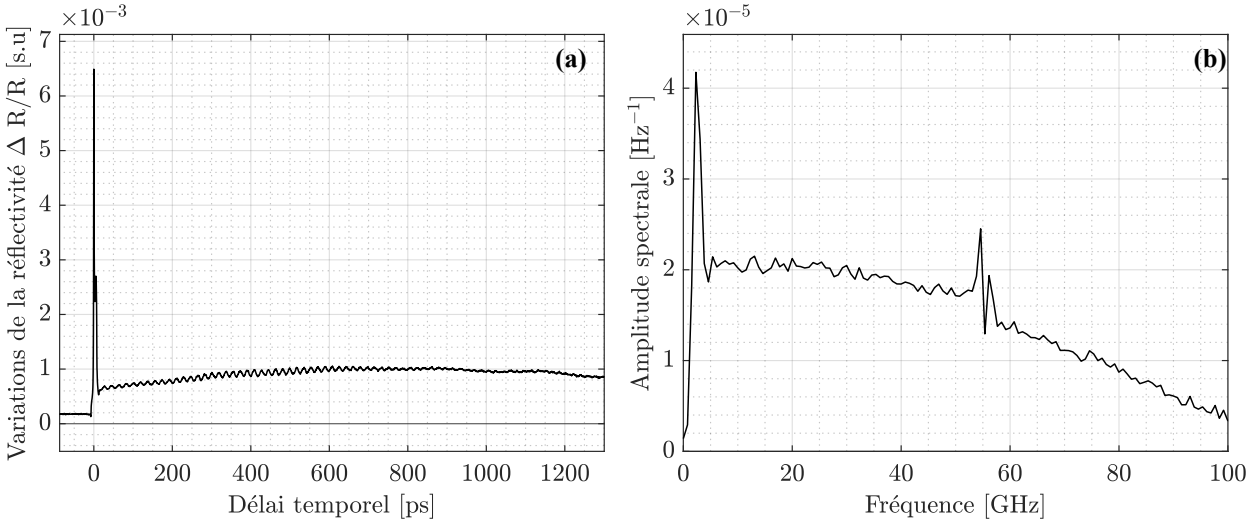


FIGURE 2.63 – **(a)** Variation de réflectivité mesurée dans le STO (100) en fonction du délai temporel pompe-sonde : le signal est la moyenne de 20 scans. **(b)** Transformée de Fourier des oscillations Brillouin isolées.

La fréquence Brillouin mesurée dans a TF de la fig.2.63 vaut $\mathbf{f_B = 73.8 \pm 0.8\ GHz}$. L'indice optique à 515 nm est $\mathbf{n_s = 2.4597}$ [170] donc la célérité acoustique vaut $\mathbf{v_l = 7\,728 \pm 84\ m.s^{-1}}$. En faisant la moyenne des célérités mesurées dans les articles [171, 172] on obtient 7 873 m.s$^{-1}$ soit une différence de 1.8% : notre mesure est donc fiable.

### 2.5.7 $SmScO_3$ (110)

Le cristal $SmScO_3$ est composé d'ions de Samarium ($Sm^{3+}$), de Scandium ($Sc^{3+}$) et d'Oxygène ($O^{2-}$) : sa structure cristalline est une cellule de base orthorhombique. Notre échantillon est découpé dans le plan cristallographique (110). Les puissances pour la mesure sur le cristal sont réglées de telle sorte que l'énergie par impulsion vaut $\mathbf{E_p = 300\ nJ}$ pour la pompe et $\mathbf{E_s = 259\ pJ}$ pour la sonde, soit des fluences d'énergie respectivement de $\sigma_\mathbf{p} = \mathbf{0.9\ mJ.cm^{-2}}$ et $\sigma_\mathbf{s} = \mathbf{0.7\ \mu J.cm^{-2}}$. La variation de réflectivité mesurée en fonction du délai temporel est tracée dans la fig.2.64(a).

La fréquence Brillouin mesurée dans la TF de la fig.2.64(b) vaut $\mathbf{f_B = 54.6 \pm 0.8\ GHz}$. À notre connaissance, il n'existe aucune mesure de l'indice optique du cristal à 515 nm dans la littérature scientifique, ce qui nous empêche de calculer la célérité acoustique longitudinale de l'échantillon. Cependant, comme le cristal est orthorhombique et orienté dans le plan (110), l'Eq.2.41 peut être utilisée pour calculer la célérité acoustique du matériau à partir de ses propriétés élastiques : la densité massique vaut $\rho = 6\,325$ kg.m$^{-3}$ et les constantes élastiques sont $C_{11} = 287$ GPa,

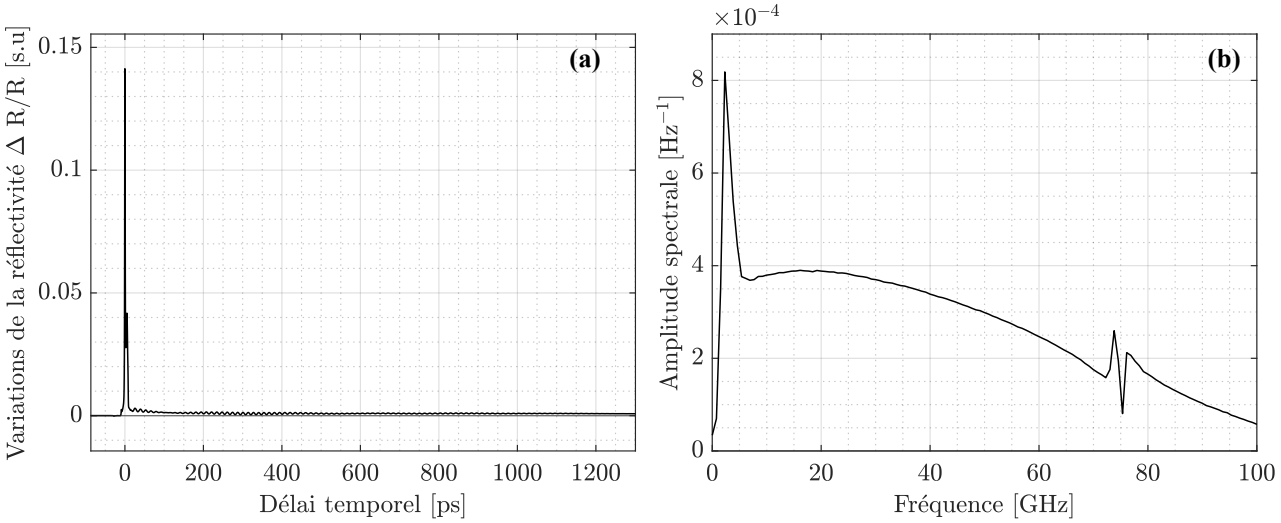


FIGURE 2.64 – **(a)** Variation de réflectivité mesurée dans le $SmScO_3$ (110) en fonction du délai temporel pompe-sonde : le signal est la moyenne de 20 scans. **(b)** Transformée de Fourier des oscillations Brillouin.

$C_{11}$ = 287 GPa$C_{22}$ = 302.1 GPa, $C_{12}$ = 128.7 GPa et $C_{66}$ = 85.6 GPa [159]. La célérité acoustique longitudinale vaut donc $v_l$ = 6 855.8 m.s$^{-1}$ : on déduit de cette valeur et de l'expression de $f_B$ (Eq.2.41) que l'indice optique à 515 nm vaut $n_s = 2.05 \pm 0.03$. Une mesure de l'indice optique avec une autre méthode permettrait d'évaluer la précision et fiabilité de cette mesure.

### 2.5.8 Conclusion

L'ensemble des célérités acoustiques longitudinales mesurées sont regroupées dans le tableau 2.1 dans lequel sont aussi données les mesures réalisées par Valentin Cherruault et Thomas Pézeril à l'IPR.

| | | | $v_l$ (m.s$^{-1}$) | | |
|---|---|---|---|---|---|
| **Échantillon** | **$f_B$ (GHz)** | **$n_s$** | Mesure | IPR | Littérature |
| $SiO_2$ | 33.5 | 1.4615 | 5 832 ± 141 | 5 790 | 5 724.8 |
| $GdScO_3$ (110) | 53.8 | 2.1322 | 6 497 ± 97 | 6 466 | 6 768.1 |
| $Gd_3Ga_5O_{12}$ | 49.2 | 1.9820 | 6 411 ± 104 | 6 444 | 6 425 |
| SGGG | 48.5 | / | / | / | / |
| MgO (001) | 62.3 | 1.7439 | 9 199 ± 118 | 8 819 | 9 085 |
| MgO (111) | 68.5 | 1.7439 | 10 114 ± 118 | 9 884 | 10 100 |
| $\alpha - Al_2O_3$ | 77.7 | 1.7730 | 11 285 ± 116 | 10 922 | 11 250 |
| $\gamma - Al_2O_3$ (001) | 62.3 | 1.7730 | 9 048 ± 116 | / | 9 261 |
| $SrTiO_3$ (STO) | 73.8 | 2.4597 | 7 726 ± 84 | 7 586 | 7 873 |
| $SmScO_3$ (110) | 54.6 | / | / | / | 6 855.8 |

TABLE 2.1 – Fréquences Brillouin mesurées (incertitude de 0.8 GHz), indices optiques des échantillons à 515 nm et célérités acoustiques longitudinales mesurées pour tous les échantillons.

Ces résultats montrent que la TDBS est une méthode précise et fiable pour mesurer la célérité acoustique longitudinale d'un matériau. L'ensemble de ces mesures valide le fonctionnement de l'expérience de TDBS construite au laboratoire.

## 2.6 Conclusion

Une source laser mono-impulsionnelle et une expérience de TDBS ont été développées pour mesurer la célérité acoustique longitudinale de divers matériaux. Les différentes caractérisations acoustiques réalisées sur plusieurs échantillons solides valident le fonctionnement du montage expérimental.

L'expérience de TDBS mono-impulsionnelle construite dans notre laboratoire étant fonctionnelle, la nouvelle méthode de génération acoustique et de détection peut être testée en utilisant une source laser à salves impulsionnelles sonçue à partir du PFEO GigaPico. Cette nouvelle méthode est appelée *acoustique picoseconde multi-impulsionnelle* : elle est expliquée et expérimentée dans le chapitre suivant.

Tout le travail théorique réalisé sur l'expérience de TDBS mono-impulsionnelle sera réutilisé pour mettre au point un modèle de la génération et de la détection multi-impulsionnelles pour en comprendre les effets sur le signal Brillouin mesuré.

# Chapitre 3

# Acoustique picoseconde multi-impulsionnelle

## 3.1 Introduction

Ce chapitre présente la nouvelle expérience de TDBS multi-impulsionnelle développée dans ces travaux de thèse avec la source laser à salve impulsionnelle spécialement développée pour cette expérience.

Les objectifs de ce chapitre sont les suivants :

1. Mettre en place une source laser générant des salves d'impulsions de cadence et nombre variables, appelée "multi-impulsionnelle" ;
2. Adapter cette source laser au montage de TDBS, avec pour contrainte de pouvoir facilement alterner entre la source mono-impulsionnelle et celle multi-impulsionnelle ;
3. Réaliser des mesures de TDBS avec la source multi-impulsionnelle pour déterminer si un signal peut être mesuré et comment il évolue avec les propriétés des salves ;

Dans une première partie, le principe de la mesure multi-impulsionnelle appliquée à la TDBS est expliqué avec un état de l'art. Un modèle théorique de la TDBS multi-impulsionnelle est ensuite introduit pour comprendre l'impact de la génération et la détection multi-impulsionnelles sur le signal Brillouin. Le montage expérimental utilisé est présenté et détaillé dans la troisième partie. Enfin, les premières mesures Brillouin multi-impulsionnelles sont développées dans les trois dernières parties.

## 3.2 Introduction à la mesure pompe-sonde multi-impulsionnelle

Cette introduction présente le concept de la nouvelle méthode de mesure pompe-sonde multi-impulsionnelle développée au laboratoire.

### 3.2.1 Principe de la méthode pompe-sonde multi-impulsionnelle

Dans la mesure pompe-sonde mono-impulsionnelle (voir chapitre 2), un processus physique que nous souhaitons étudier est déclenché avec une impulsion pompe et la réponse temporelle r(t) du système est mesurée avec une deuxième impulsion sonde retardée dans le temps. Le principe de la mesure est résumé dans la fig.4.1(a).

Comme la pompe est une impulsion, la réponse r(t) mesurée par la sonde est celle "impulsionnelle". D'un point de vue fréquentiel, toutes les fréquences de la réponse du système sont mesurées car le spectre d'une impulsion est constant. L'interprétation fréquentielle est résumée dans la fig.4.2(a).

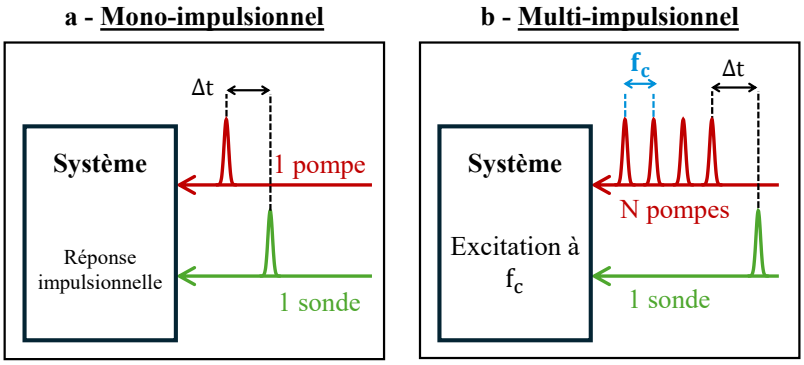


FIGURE 3.1 – Schémas explicatifs de la mesure pompe-sonde mono-impulsionnelle (gauche) et multi-impulsionnelle (droite).

Si, comme dans la fig.4.1(b), l'impulsion pompe est remplacée par N impulsions de cadence $f_c$, le système est excité à cette fréquence. Dans ce cas, schématisé dans la fig.4.2(b), la réponse du système à la fréquence $f_c$ est mesurée. Ainsi, en balayant la cadence des impulsions pompes, la fonction de transfert du système est reconstruite. Par exemple, une telle méthode est utilisée pour caractériser les filtres électroniques. En concentrant l'énergie dans une fréquence, l'excitation multi-impulsionnelle permet d'exciter le système et/ou la mesure à leurs fréquences propres (par exemple une résonance, la fréquence Brillouin...), de cette manière, il est possible de sonder certaines propriétés et/ou d'augmenter la sensibilité fréquentielle de la mesure. Par exemple en TDBS, la rétro-diffusion de la sonde n'est faite que par une seule composante fréquentielle de l'impulsion acoustique, donc l'énergie pompe peut être concentrée uniquement à cette fréquence. Ainsi, l'excitation multi-impulsionnelle ouvre la voie à de nouveaux types de mesures et introduit une sensibilité à la fréquence permettant de sonder certaines caractéristiques d'un système. Pour toutes ces raisons, un montage pompe-sonde multi-impulsionnel est construit dans notre laboratoire. L'objectif est de l'utiliser dans nos expériences de TDBS et dans d'autres domaines de recherche.

### 3.2.2 Source laser pour le montage pompe-sonde multi-impulsionnel

Pour mettre en place le montage pompe-sonde multi-impulsionnel, nous avons besoin d'une source laser capable de fournir des salves composées de N impulsions dont la cadence $f_c$ est continuellement réglable. Le nombre d'impulsions par salve doit lui aussi être contrôlable. Une telle source peut être construite en combinant le peigne de fréquence électro-optique (PFEO) GigaPico (voir chapitre ) avec plusieurs modules électro-optiques. En effet, la source GigaPico fournit un train d'impulsions chirpées dont la cadence est continuellement réglable entre 11 GHz et 18 GHz. Du fait de la nature électro-optique du système, il peut être synchronisé à d'autres modules électro-optiques pour manipuler le train d'impulsions. Parmi ceux fabriqués, le "module burst" permet de découper dans le train d'impulsions des salves de durée et période réglables. Ainsi, en connectant la sortie de GigaPico au module burst, nous obtenons la source laser nécessaire à la mise en place du montage pompe-sonde multi-impulsionnel. Un résumé du principe de la source multi-pulse burstée est donné dans la fig.4.3.

## 3.3 La mesure de TDBS multi-impulsionnelle

Il est expliqué dans cette partie comment la mesure multi-impulsionnelle est implémentée dans l'expérience de TDBS et quels en sont les impacts sur la génération des impulsions acoustiques et leur détection. Pour rappel, la TDBS classique, dite mono-impulsionnelle, consiste à générer une impulsion acoustique dans un échantillon avec une impulsion optique pompe comme

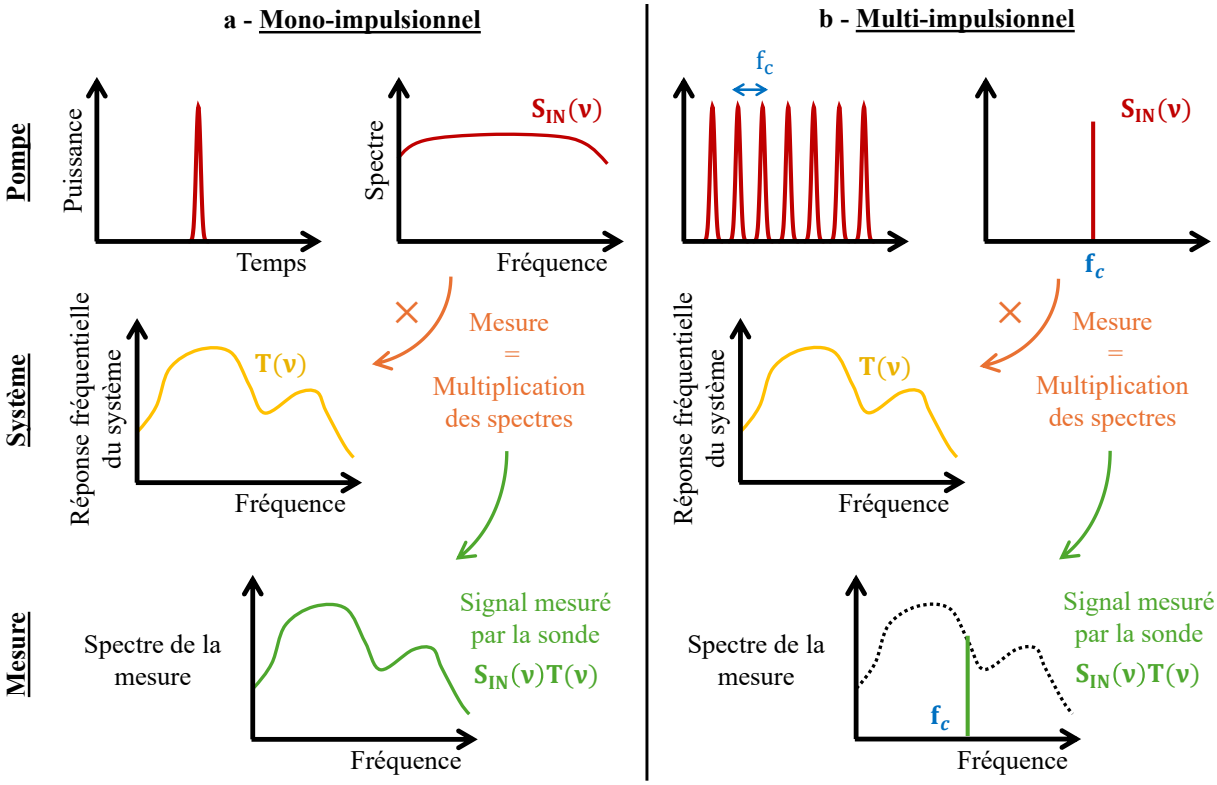


FIGURE 3.2 – Explication dans le domaine fréquentiel de la mesure pompe-sonde **(a)** mono-impulsionnelle et **(b)** multi-impulsionnelle.

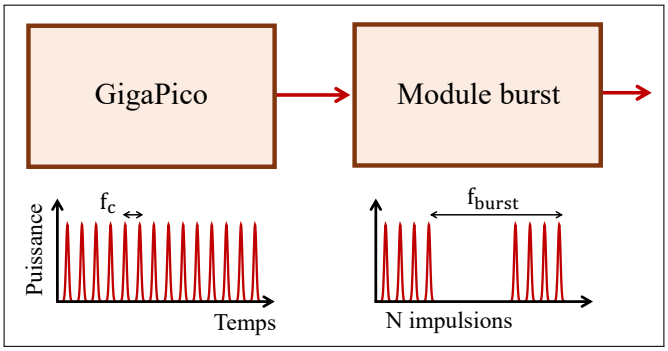


FIGURE 3.3 – Principe du montage permettant de transformer le PFEO GigaPico en une source de salves dont le nombre d'impulsions N et la cadence $f_c$ sont continuellement réglables.

montrée dans la fig.3.4.

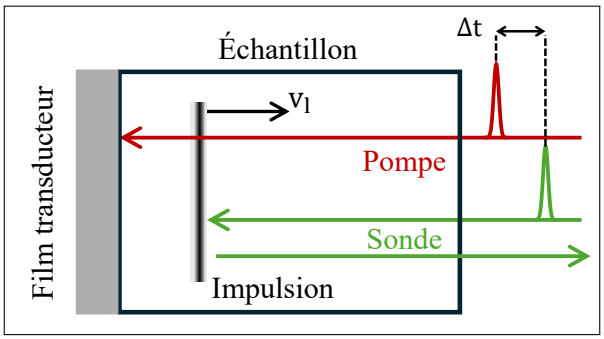


FIGURE 3.4 – Principe de l'expérience de TDBS mono-impulsionnelle.

L'impulsion acoustique générée se propage dans l'échantillon à la célérité $v_l$. Elle est mesurée avec une impulsion sonde retardée de $\Delta t$ : une partie est rétro-diffusée par l'impulsion acoustique

et interfère avec la sonde réfléchie sur l'interface air-échantillon. En variant le délai temporel, des oscillations à la fréquence Brillouin $f_B$ sont mesurées : cette fréquence étant proportionnelle à la célérité $v_l$, elle permet de mesurer sa valeur.

### 3.3.1 Principe de l'expérience de TDBS multi-impulsionnelle

#### La génération acoustique multi-impulsionnelle

Avec la nouvelle méthode pompe-sonde multi-impulsionnelle, l'impulsion pompe unique est remplacée par une salve de N impulsions de cadence $f_c$ qui génèrent N impulsions acoustiques de même cadence, comme montré dans la fig.3.5.

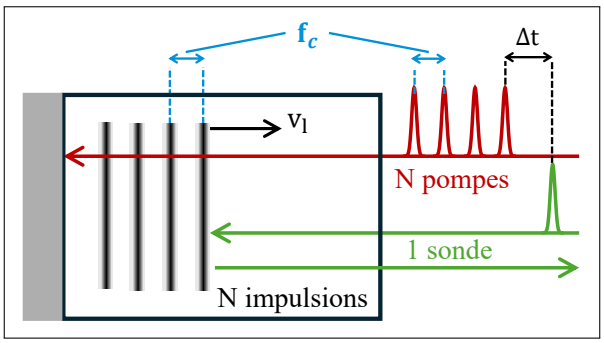


FIGURE 3.5 – Génération de N impulsions acoustiques avec N impulsions pompes dans l'expérience de TDBS multi-impulsionnelle.

La propagation de N impulsions acoustiques a un impact sur la composition spectrale du champ acoustique. En effet, dans le cas mono-impulsionnel, le spectre de l'impulsion acoustique unique est large et continue, comme montré dans le cas N = 1 dans la fig.3.6.

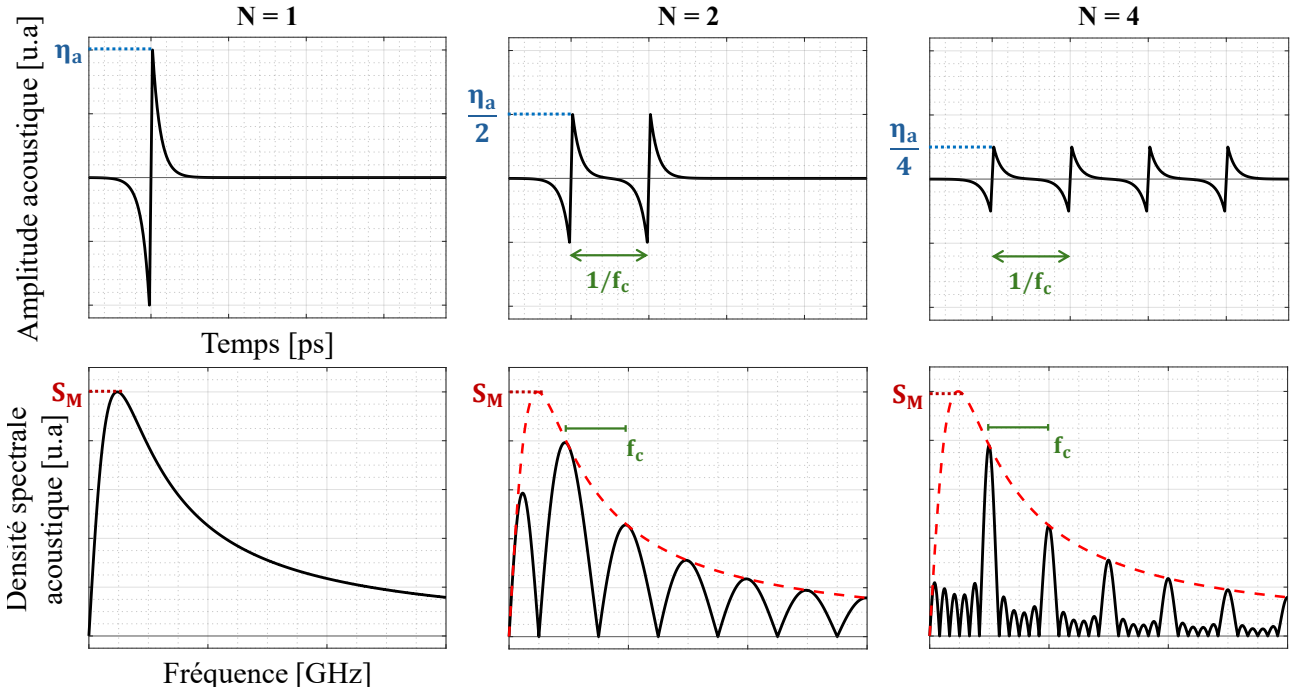


FIGURE 3.6 – Évolution du spectre acoustique en fonction du nombre d'impulsions N dans la salve. Les évolutions temporelles du champ acoustique sont dans la ligne supérieure et les spectres correspondants dans la ligne inférieure.

Dans le cas d'un film transducteur en chrome et d'un échantillon en verre de silice ($SiO_2$), le maximum du spectre est localisé à 40.3 GHz et la largeur à mi-hauteur du spectre vaut 139 GHz.

Si l'impulsion acoustique unique est remplacée par un train de N impulsions de cadence $f_c$, des pics localisés aux harmoniques de $f_c$ apparaissent dans le spectre et plus N est grand, plus les pics sont fins : ce phénomène est observé dans les spectres de la fig.3.6. Ainsi, la génération multi-impulsionnelle concentre l'énergie acoustique dans les harmoniques de la cadence et affine le spectre autour de ces dernières : l'onde acoustique est fine spectralement. Par conséquent, seules les fréquences présentes dans le spectre acoustique (pics dans la fig.3.6) peuvent être détectées avec la sonde : cela peut s'expliquer par le fait que les N impulsions acoustiques forment un réseau de Bragg, comme montré dans la fig.3.7.

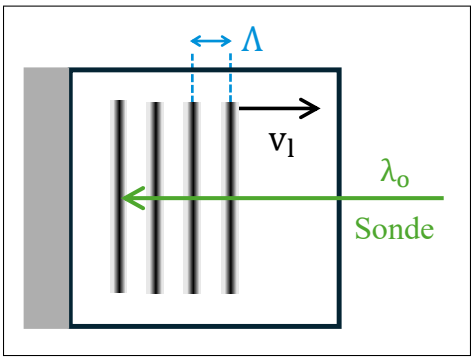


FIGURE 3.7 – Réseau de Bragg formé par N impulsions acoustiques générées par un train de N impulsions pompes.

La période spatiale du réseau étant $\Lambda = v_l/f_c$, les cadences des impulsions pour lesquelles la réflexion de la sonde est maximale sont :

$$f_c = \frac{f_B}{p} \quad p \in \mathbb{N}^* \tag{3.1}$$

On constate que pour que la sonde soit réfléchie, la cadence des impulsions doit être égale à la fréquence Brillouin (à la longueur d'onde de la sonde) ou à l'une de ses sous-harmoniques : cette condition sur la cadence s'explique par le fait que la diffusion Brillouin de la sonde est faite par la composante de fréquence $f_B$ de l'impulsion acoustique. Autrement expliqué, la condition de Bragg introduite par la salve d'impulsions acoustiques se superpose à celle de la diffusion Brillouin. Ainsi, la génération acoustique multi-impulsionnelle rend la mesure de TDBS sensible à la cadence des impulsions et plus il y a d'impulsions par salve, plus la mesure est sensible à la fréquence. Une propriété importante à souligner est que si l'énergie totale d'une impulsion acoustique est uniformément répartie entre N impulsions, l'amplitude du spectre ne change pas : cela est montré dans les spectres de la fig.3.7. On en déduit que la génération multi-impulsionnelle ne fait que répartir l'énergie acoustique différemment sans amplifier le signal à la fréquence Brillouin : seule une augmentation de l'énergie totale accroît l'amplitude acoustique.

Pour résumer, l'excitation multi-impulsionnelle permet de générer des champs acoustiques à bande spectrale fine dont les pics sont localisés à la cadence des impulsions et à ses harmoniques : plus le nombre d'impulsions augmente, plus les pics du spectre sont fins. Comme la détection de l'onde acoustique se fait par rétro-diffusion Brillouin de la sonde, la cadence des impulsions doit être égale à la fréquence Brillouin ou à l'une de ses sous-harmoniques pour mesurer un signal : la mesure de TDBS devient sensible à la fréquence.

**La détection multi-impulsionnelle**

Dans la présentation de la méthode pompe-sonde multi-impulsionnelle faite dans l'introduction, seule l'impulsion pompe est remplacée par une salve d'impulsions. Cependant, la source laser utilisée pour obtenir ces salves ne peut pas fournir à la fois une salve d'impulsions pour la pompe et une impulsion unique pour la sonde. Cette contrainte fait que la détection du montage

de TDBS est elle aussi multi-impulsionnelle avec pour particularité que le nombre N et la cadence $f_c$ des impulsions dans les salves sont les mêmes que pour la pompe. Or, mesurer la propagation d'une onde acoustique avec une salve d'impulsions a un impact sur le signal mesuré. Pour expliquer l'impact, on considère le cas de la fig.3.8.

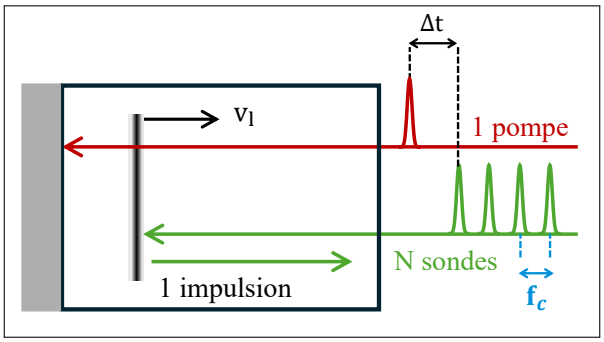


FIGURE 3.8 – Détection d'une impulsion acoustique avec une salve de N impulsions sondes de cadence $f_c$.

La détection multi-impulsionnelle a aussi pour effet de rendre la mesure sélective en fréquence car chaque impulsion sonde lit l'échantillon périodiquement à la cadence $f_c$. Ainsi, les phénomènes périodiques de fréquence égale à $f_c$ ou à l'une de ses sous-harmoniques sont mesurés alors que les autres fréquences ne le sont pas. Ce résultat peut se retrouver mathématiquement : on suppose qu'un signal temporel s(t) est mesuré par N impulsions sondes de cadence $f_c$. Chaque impulsion sonde mesure le signal s aux instants $t - p/f_c$ (où $p \in [\![0; N-1]\!]$), donc le signal total étant la somme de toutes les mesures, il a pour expression :

$$s_{tot}(t) = \sum_{p=0}^{N-1} s(t - p/f_c) \tag{3.2}$$

La transformée de Fourier du signal total mesuré est donc :

$$\tilde{S}_{tot}(\nu) = \tilde{s}(\nu) e^{-i\pi\nu(N-1)/f_c} \frac{\sin(\pi\nu N/f_c)}{\sin(\pi\nu/f_c)} \tag{3.3}$$

On constate que le spectre du signal total est le produit du spectre du signal s par une fonction fractionnaire dont la norme est tracée en fonction de $\nu$ dans la fig.3.9.

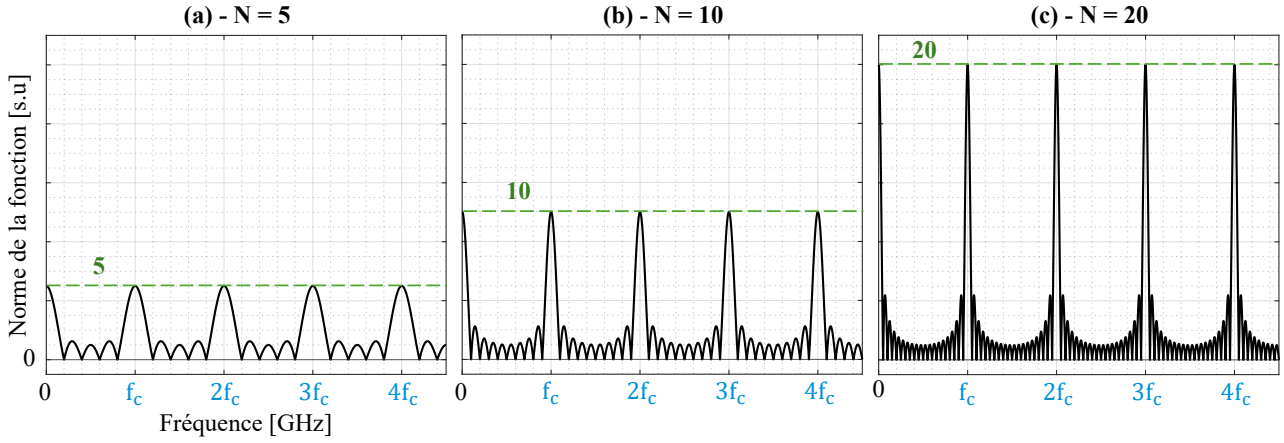


FIGURE 3.9 – Norme de la fonction fractionnaire de l'Eq.3.3 tracée en fonction de la fréquence pour **(a)** N = 5, **(b)** N = 10 et **(c)** N= 20 impulsions par salve.

Comme avec la génération acoustique, remplacer l'impulsion sonde unique par une salve de N impulsions de cadence $f_c$ concentre la détection sur $f_c$ et ses harmoniques : la mesure devient

sélective en fréquence. Ainsi, comme avec la génération acoustique multi-impulsionnelle, pour mesurer les oscillations Brillouin avec une salve d'impulsions sonde, la cadence de ces dernières doit être égale à la fréquence Brillouin $f_B$ ou à l'une de ses sous-harmoniques : dans le cas contraire, l'amplitude du signal est réduite voire annulée. Augmenter le nombre d'impulsions par salve affine les pics de la fonction fractionnaire ce qui rend la mesure plus sensible à la fréquence. On remarque dans la fig.3.9 que plus il y a d'impulsions par salve sonde, plus l'amplitude des pics est élevée : cela s'explique par le fait que plus il y a d'impulsions sondes, plus la puissance sonde rétro-diffusée augmente. Ce phénomène est annulé si l'intensité des impulsions sondes est divisée par le nombre d'impulsions. Ainsi, la contrainte imposée par notre source laser d'utiliser une salve d'impulsions pour la détection conduit à un renforcement de la sélectivité des fréquences mesurées par la TDBS.

**Conclusion**

Pour conclure, la configuration de l'expérience de TDBS multi-impulsionnelle expérimentée dans nos travaux de thèse est celle de la fig.3.10.

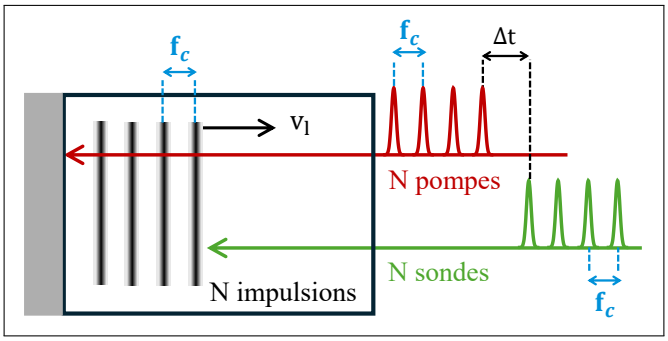


FIGURE 3.10 – Configuration expérimentale de la TDBS multi-impulsionnelle étudiée. La génération et la détection sont faites avec des salves d'impulsions dont le nombre N et la cadence $f_c$ sont identiques.

La génération acoustique et la détection sont multi-impulsionnelles et réalisées avec des salves d'impulsions dont le nombre N et la cadence $f_c$ sont identiques : cette technique combine la sélectivité fréquentielle de la génération avec celle de la détection multi-impulsionnelles. Les objectifs de l'étude expérimentale sont les suivants :

1. Tester la mesure TDBS multi-impulsionnelle afin de déterminer si un signal Brillouin peut être mesuré ;
2. En TDBS multi-impulsionnelle, étudier l'évolution de l'amplitude des oscillations Brillouin en fonction de la cadence des impulsions et du nombre d'impulsions par salve ;

Les principales nouveautés de la méthode sont le fait que les impulsions des salves sont colinéaires, i.e qu'elles sont contenues dans le même faisceau laser, et que la détection est multi-impulsionnelle. Afin de rendre compte de ces nouveautés, un état de l'art de l'acoustique picoseconde multi-impulsionnelle est présenté dans la partie suivante.

### 3.3.2 État de l'art de l'acoustique picoseconde multi-impulsionnelle

L'acoustique picoseconde multi-impulsionnelle s'inscrit dans le domaine plus large des différentes techniques qui permettent de générer des ondes acoustiques à bande étroite (*narrow-band* en anglais). Comme l'indique son nom, un tel champ acoustique est caractérisé par un spectre fin centré autour d'une ou plusieurs fréquences : un exemple d'affinement du spectre a été donné

dans la fig.3.6. On parle d'onde *quasi-monochromatique* si le spectre acoustique est centré autour d'une seule fréquence. Les recherches sur les méthodes de génération optiques d'acoustique narrow-band remontent aux années 1970 ([173] en 1975) et ont très vite éveillé l'intérêt de la communauté scientifique.

**Applications de l'acoustique narrow-band**

Les ondes acoustiques narrow-band ont de nombreuses applications dans diverses expériences pompe-sonde d'acoustique ultrasonique. En concentrant l'énergie acoustique autour d'une ou plusieurs fréquences, la *luminosité spectrale* (spectral brightness) est améliorée [174, 175] : ainsi, en intégrant un filtre passe-bande centré autour de la fréquence acoustique dans le système de détection, le rapport signal à bruit (SNR, Signal to Noise Ratio) de la mesure peut être amélioré [174, 176]. Concentrer l'énergie acoustique autour d'une seule fréquence rend possible l'étude d'échantillon fragiles : en effet, en remplaçant une unique impulsion pompe d'énergie $E_p$ par N impulsions périodiques d'énergie $E_p/N$, l'intensité des impulsions pompes peut être réduite sous le seuil d'ablation de l'échantillon mais sans détériorer l'amplitude du signal acoustique mesuré [176, 177]. Une telle méthode d'excitation présente des applications très intéressantes pour étudier des échantillons sensibles comme ceux en biologie. Dans le domaine de la *microscopie Brillouin*, A.Aleman *et al* [178] ont montré que la génération d'ondes acoustiques narrow-bands améliore le signal mesuré.

En rendant la mesure sensible à la fréquence, la génération acoustique narrow-band rend possible l'étude des propriétés mécaniques d'un milieu directement dans le domaine fréquentiel. Par exemple, les dépendances de la célérité et de l'atténuation acoustiques à la fréquence (relation de dispersion) peuvent être mesurées en variant la fréquence d'excitation de la pompe : de telles mesures ont été menées par C.Klieber *et al.* [179] avec un interféromètre de Sagnac. Plus généralement, la génération multi-impulsionnelle peut être utilisée pour mesurer la réponse impulsionnelle d'un système dans le domaine fréquentiel : ce type d'expérience est par exemple utilisé pour caractériser des ondes de surface [180, 181]. L'excitation acoustique fréquentielle ouvre la possibilité de sonder les fréquences propres d'un système comme par exemple les résonances des membranes [182] ou des films [183]. On peut imaginer que les résonances des nanoparticules [184] ou des nano-résonateurs [185] pourraient être étudiées avec l'excitation multi-impulsionnelle.

Tous les exemples cités montrent que la génération acoustique narrow-band est utilisée dans diverses expériences pompe-sonde d'acoustique ultrasonique, en plus de celle de TDBS. Il existe un très grand nombre de méthodes pour générer des ondes acoustiques narrow-bands ou quasi-monochromatiques qui peuvent être réparties en deux catégories : celle où le transducteur est à l'origine de l'affinement spectral et celle où c'est la pompe qui l'est (c'est le cas de notre expérience).

**Génération à bande étroite par le transducteur**

Le film transducteur déposé sur l'échantillon peut être la source du signal acoustique à bande étroite : dans ce cas-là, le transducteur présente une périodicité temporelle ou spatiale qui transforme l'énergie de l'impulsion pompe en champ acoustique fin spectralement. Les deux méthodes sont schématisées dans la fig.3.11.

Dans le cas d'une périodicité temporelle (fig.3.11(a)), l'impulsion acoustique générée dans le film transducteur y fait plusieurs allers-retours : les multiples réflexions à l'interface film-échantillon génèrent périodiquement des impulsions acoustiques dans l'échantillon à la cadence $F = v_f/2L$ (où $v_f$ est la célérité dans le film), donc la longueur d'onde acoustique vaut $\Omega = v_l/F$. Cette méthode permet d'atteindre des fréquences acoustiques allant de 30 GHz à 300 GHz [186]. Dans le cas de la fig.3.11(b)), l'impulsion pompe éclaire un film dont l'une des propriétés (optique, mécanique

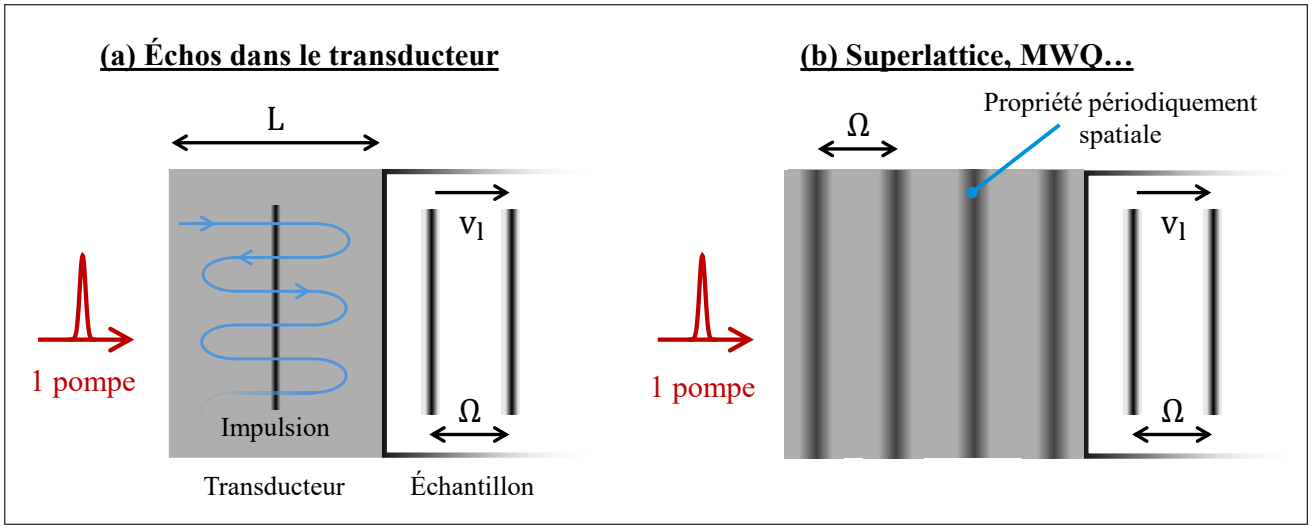


FIGURE 3.11 – Représentations schématiques des principales techniques pour générer un signal acoustique à bande étroite avec un transducteur. **(a)** Version avec une périodicité temporelle. **(b)** Cas d'une périodicité spatiale. Ω : longueur d'onde acoustique, $v_l$ : célérité longitudinale acoustique, L : épaisseur du transducteur.

ou électronique) est périodique dans l'espace : cette périodicité est transmise à l'onde acoustique générée dont la longueur d'onde est la période spatiale du motif dans le film (voir fig.3.11(b)). De tels transducteurs peuvent par exemple être fabriqués avec des *puits quantiques multiples* (Multiple Quantum Well en anglais, MQW) qui permettent d'atteindre des fréquences acoustiques allant d'une centaine de GHz à 1 THz [187-189], ou avec des *superlattice de semi-conducteurs* avec lesquels la fréquence acoustique varie entre 100 GHz et 2.2 THz [190, 191]. L'utilisation d'un transducteur périodique spatialement ou temporellement pour générer des ondes acoustiques à bande étroite présente l'avantage d'être simple à utiliser et à intégrer dans une expérience pompe-sonde mono-impulsionnelle classique. Cependant, l'inconvénient de cette technique est qu'un transducteur n'émet qu'à une seule fréquence acoustique : pour varier cette dernière, le transducteur doit être changé ce qui rend le réglage continu de la fréquence acoustique très difficile.

### Génération à bande étroite par la pompe optique

Dans la deuxième méthode pour générer des ondes acoustiques à bande étroite, la périodicité temporelle ou spatiale est portée par la pompe : c'est le cas de notre expérience. Dans cette technique, le transducteur est simple et ne présente pas de périodicité quelconque. La périodicité de la pompe optique peut être catégorisée en trois familles représentées dans les schémas de la fig.3.12.

La première méthode présentée dans la fig.3.12(a) consiste à introduire une périodicité spatiale dans la pompe en croisant deux impulsions avec un angle $\theta$ : l'interférence entre les deux faisceaux résulte en une variation périodique de l'intensité optique de période Ω. Ainsi, en éclairant le film transducteur avec le motif d'interférence, une onde acoustique à bande étroite est générée : cette technique s'appelle le *réseau impulsionnel transitoire* (Impulsive Transient Grating, ITG), aussi appelée Impulsive Stimulated Scattering (ISS) [192]. L'expression de la longueur d'onde Ω donnée dans la fig.3.12(a) montre qu'elle peut être changée en modifiant l'angle $\theta$ entre les deux faisceaux : la fréquence acoustique atteignable varie entre quelques MHz et 1 GHz [193-195]. Notons qu'il existe une variante temporelle dans laquelle l'interférence se fait entre deux impulsions colinéaires retardées l'une par rapport à l'autre [183] : la cadence des impulsions est continuellement réglable entre 65 GHz et 380 GHz.

La deuxième version schématisée dans la fig.3.12(b) consiste à moduler un laser CW en amplitude puis à éclairer le film transducteur avec le faisceau modulé. Les variations périodiques

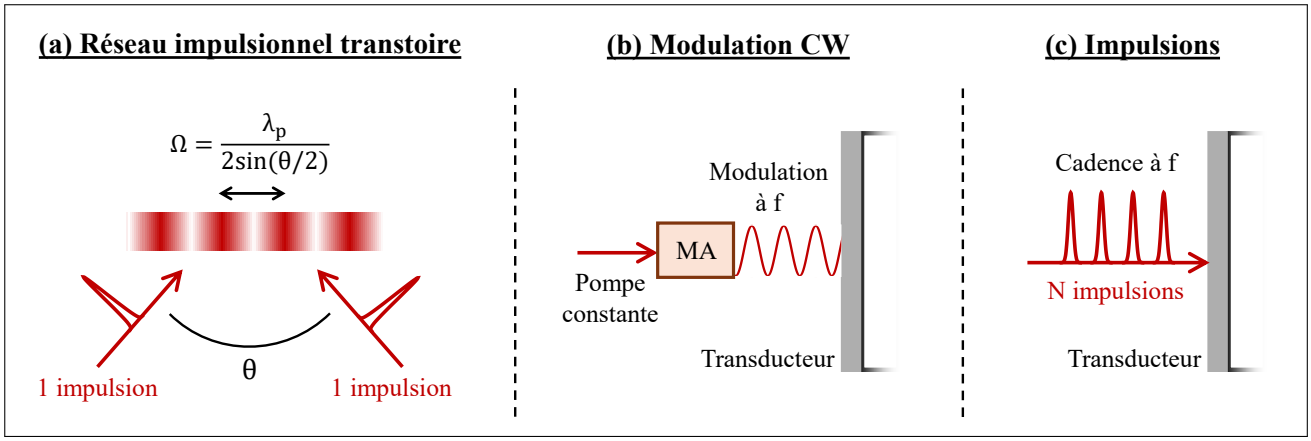


FIGURE 3.12 – Représentations schématiques des principales techniques pour générer un signal acoustique à bande étroite avec la pompe optique : **(a)** méthode du réseau impulsionnel transitoire, **(b)** de la modulation d'un laser CW et **(c)** du train d'impulsions pompes (cas de notre expérience).

de l'intensité pompe conduisent à une dilatation périodique du film transducteur qui émet par conséquent une onde acoustique à bande étroite [180, 196].C'est l'une des plus anciennes technique utilisée pour générer de telles ondes : l'un des premiers articles date de 1975 [173]. En se basant sur les performances des modulateurs électro-optiques données dans le chapitre 1, cette méthode expérimentale permet de continuellement régler la fréquence acoustique de quelques MHz à la dizaine de GHz. De plus, la modulation d'amplitude étant continue, le signal acoustique généré est très fin spectralement et quasi-monochromatique. Cependant, la faible puissance maximale du signal modulé, due au fait que le laser CW est de quelques W, fait que l'onde acoustique générée est de très faible amplitude ce qui la rend difficilement utilisable pour l'étude des ondes acoustiques de volume.

La troisième technique représentée dans la fig.3.12(c) consiste à éclairer le film transducteur avec un train d'impulsions pompes périodiques : tout comme la modulation CW, la fréquence du signal acoustique généré est égale à celle de la pompe [174, 197]. L'intérêt d'utiliser des impulsions optiques est que le signal acoustique est bien plus intense qu'avec une pompe CW modulée en amplitude ce qui rend son utilisation plus adaptée à l'étude des ondes de volume. En plus de la périodicité temporelle, les impulsions pompes peuvent être éclatées dans l'espace pour contrôler la distribution spatiale du champ acoustique : elles forment un *réseau de faisceaux* [198]. Il existe globalement trois techniques expérimentales pour obtenir un train d'impulsions périodiques : le *laser impulsionnel*, le *réseau de lasers* et *l'entrelaceur d'impulsions* (*pulse interleaver* en anglais). La technique du *laser impulsionnel* consiste à directement utiliser le train d'impulsions émis par ce dernier pour éclairer le film transducteur [182, 199] : le train d'impulsions pompes étant continue, le champ acoustique généré est très fin spectralement et sa fréquence fondamentale est la cadence du laser. Ainsi, la composition spectrale du signal acoustique peut être modifiée en la cadence du laser : la bande fréquentielle couverte est approximativement entre le MHz et quelques GHz. Cependant, cette technique rencontre plusieurs limites. Quand la cadence des impulsions dépasse le GHz, l'énergie par impulsion est faible donc les impulsions acoustiques générées le sont aussi. La sonde étant de même cadence que la pompe, la fenêtre temporelle de la mesure diminue quand la cadence augmente, réduisant ainsi la bande fréquentielle de la mesure. Dans la deuxième technique du *réseau de lasers*, la pompe est un réseau d'impulsions pompes générées par un ensemble de lasers [174, 200] : de tels systèmes laser atteignent des cadences allant de 1 MHz à 50 MHz et permettent une manipulation spatiale du champ acoustique généré.

La troisième technique est *l'entrelaceur d'impulsions* : c'est celle la plus utilisée en acoustique à bande étroite pour obtenir une salve d'impulsions pompes dans la gamme fréquentielle

allant de quelques GHz au THz. C'est à cette technique qu'est comparée la source laser multi-impulsionnelle développée dans notre laboratoire.

### L'entrelaceur d'impulsions

L'entrelaceur d'impulsions est un système optique qui transforme une impulsion unique en une salve de N impulsions dont la cadence est continuellement réglable entre 1 GHz et 2 THz : c'est à cause de ces deux caractéristiques qu'elle est comparée avec notre source laser multi-impulsionnelle car elle présente des caractéristiques similaires. Le fonctionnement de l'entrelaceur repose sur des divisions successives d'une unique impulsion pompe avec une séquence d'interféromètre et/ou de miroirs, chaque division apportant un délai temporel fixe. Il existe des versions fibrées [201, 202] mais elles sont rarement utilisées dans les expériences de photo-acoustique ultrasonique. La grande majorité des entrelaceurs rencontrés dans les expériences pompe-sonde acoustiques sont en espace libre [176, 203-205] car ils permettent de conserver une haute puissance crête et la cadence des impulsions en sortie peut être continuellement réglée. Trois exemples de montages d'entrelaceurs sont donnés dans les schémas de la fig.3.13.

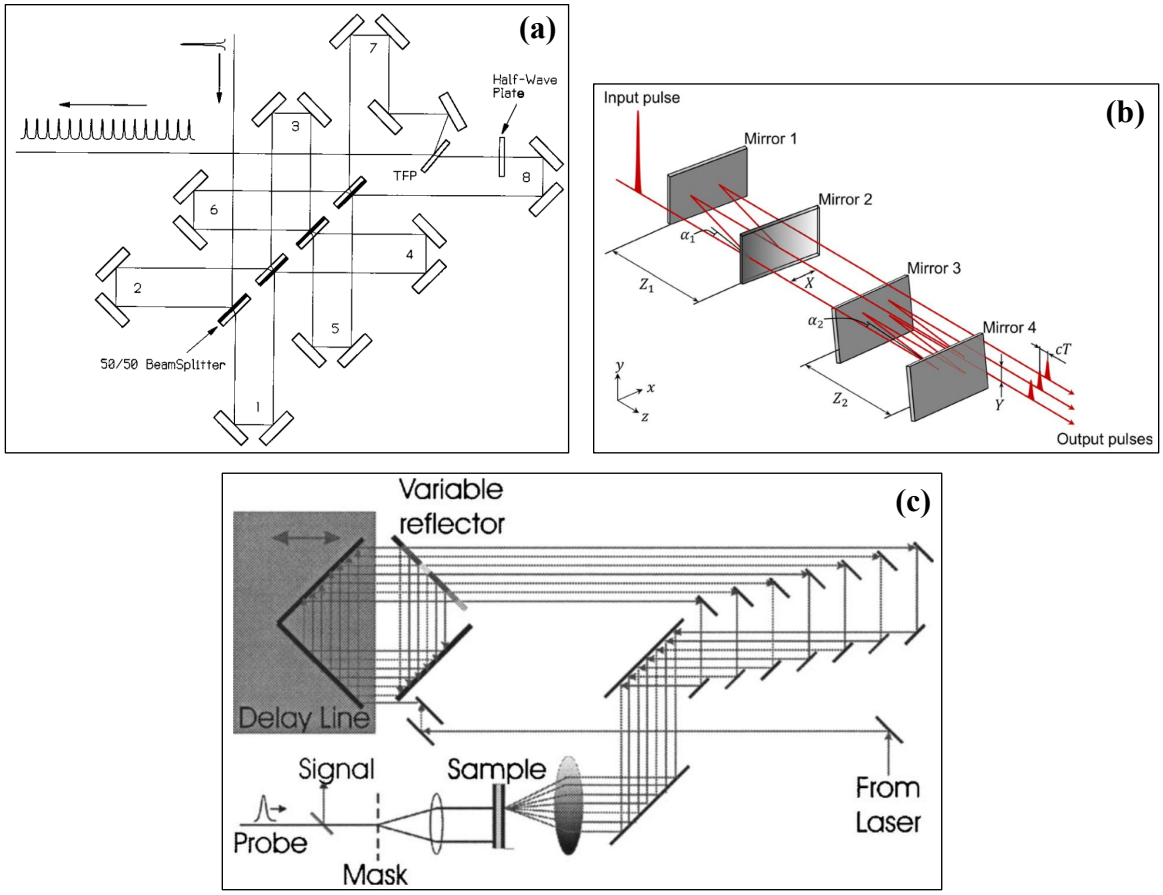


FIGURE 3.13 – Exemples d'entrelaceurs d'impulsion rencontrés dans la littérature. **(a)** Succession d'interféromètres de Michelson créé par C.W.Siders *et al.* [203]. **(b)** Succession de quatre miroirs développée par R.Tanaka *et al.* [205]. **(c)** Cavité réalisée avec un quatuor de miroirs dont l'un est partiellement réfléchissant, appelée *DeathStar*, conçue par J.D.Choi *et al.* [206].

Comme le montrent les schémas de la fig.3.13, il existe une grande diversité d'entrelaceurs d'impulsions en espace libre. Les impulsions en sortie des entrelaceurs sont généralement éclatées spatialement, c'est le cas de ceux de la fig.3.13(a) et (c). Une autre particularité des entrelaceurs en espace libre est que la salve d'impulsions en sortie n'est pas forcément plate : c'est le cas des montages de la fig.3.13 (b) et (c) dont les salves ont une forme gaussienne. Le nombre d'impulsions par salve est souvent fixe comme ceux de la fig.3.13(b) (6 impulsions) et (c) (7 impulsions) : quand

il est réglable, c'est dans une plage limitée comme pour le système de la fig.3.13(a) avec lequel le nombre d'impulsions vaut $2^n$, $n \in [\![0;4]\!]$. La propriété la plus importante pour notre application en acoustique picoseconde ultrasonique est la plage de cadence atteinte par les entrelaceurs qui s'étend de quelques GHz à la dizaine de THz : par exemple, les interféromètres de Michelson de la fig.3.13(a) génèrent des impulsions dont la cadence varie autour de quelques THz et la succession de miroirs de la fig.3.13(b) couvre la plage fréquentielle allant de 1 GHz à 10 THz.

Cependant, jusque dans les années 2000, la plage fréquentielle usuelle des entrelaceurs d'impulsions est autour du THz car leur extension du GHz à la centaine de GHz nécessitait de grandes longueurs de bras optiques, ce qui les rendait difficile à exploiter. Or, cette bande fréquentielle était importante à étudier en acoustique haute fréquence car elle permettait d'étudier le comportement de divers matériaux sur une grande plage fréquentielle. Or, il n'existait pas d'expérience permettant d'explorer cette plage fréquentielle. En effet, la bande allant du MHz à 1 GHz est couverte par la méthode du réseau impulsionnel transitoire (fig.3.12(a)) et celle autour du THz est accessible par le biais des entrelaceurs montrés dans la fig.3.13(a). La bande allant du GHz à la centaine de GHz restait donc à explorer.

C'est dans ce contexte qu'est apparu le *DeathStar* dont la structure est détaillée dans la fig.3.13(c) : il fut développé par J.D.Choi *et al.* [206-208] et a rendu accessible la plage fréquentielle allant du GHz à la centaine de GHz pour les expérience d'acoustique picoseconde. Sa conception permet de générer des salves de 7 impulsions dont la cadence varie de 2 GHz à 2 THz en déplacement simplement deux miroirs sur une ligne à retard. La salve d'impulsions en sortie du DeathStar a un profil gaussien : des auto-corrélations de ces derniers mesurées par J.D.Choi *et al.* sont tracées dans la fig.3.14 pour mettre en évidence le profil gaussien.

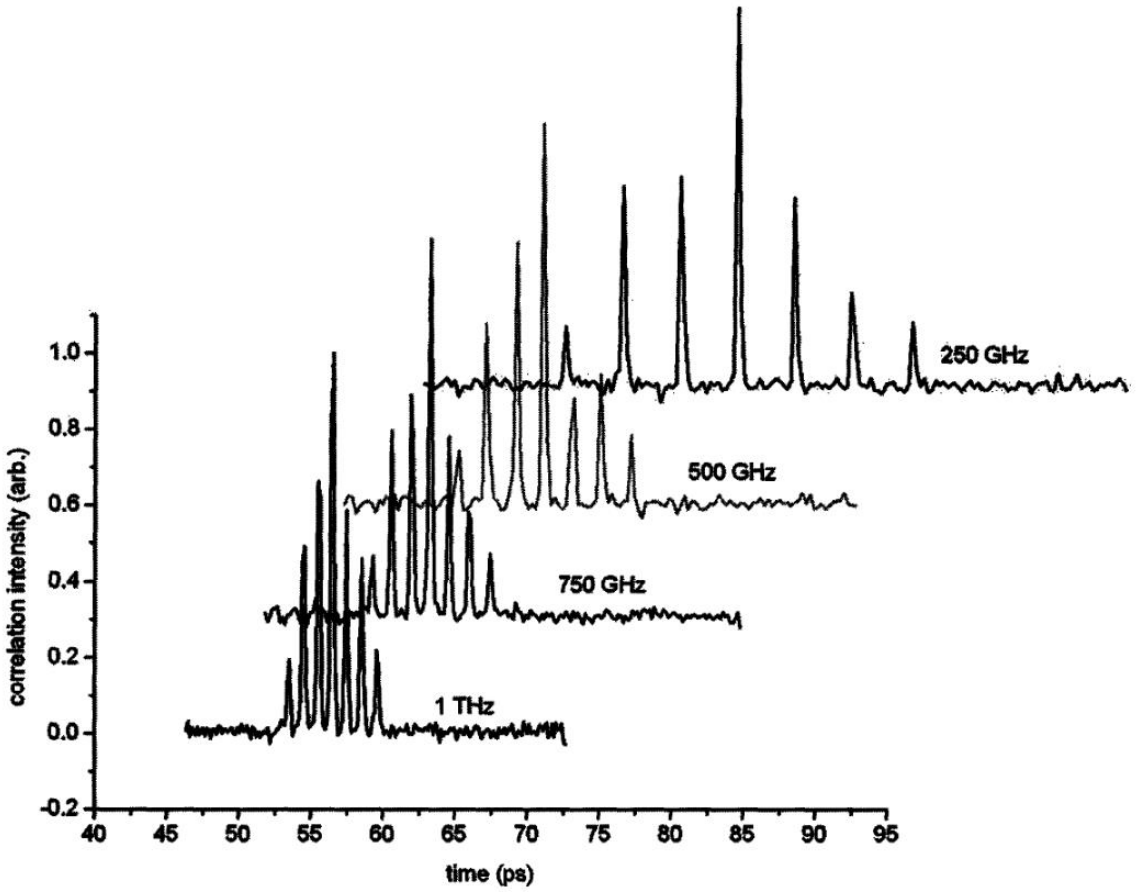


FIGURE 3.14 – Auto-corrélations de la salve de 7 impulsions généré par le DeathStar pour différentes cadences. Mesure réalisée par J.D.Choi *et al.*, extraites [207].

Comme montré dans la fig.3.13(c), les faisceaux en sortie du DeathStar sont éclatés spatia-

lement, ils doivent donc être focalisés au même point sur le film transducteur par une lentille convergente. L'avènement du DeathStar a eu un impact important en acoustique hypersonique car il a ouvert la voie à l'étude des propriétés acoustiques dans la bande fréquentielle entre 10 GHz et 1 THz [179, 209] avec de nombreuses expériences sur les ondes acoustiques transversales [135, 210, 211].

#### La détection multi-impulsionnelle

Jusqu'à maintenant, seul l'état de l'art de la génération acoustique multi-impulsionnelle a été présenté : nous nous intéressons maintenant à celui de la détection multi-impulsionnelle. À notre connaissance, aucune expérience pompe-sonde d'acoustique hypersonique n'a testé la détection multi-impulsionnelle. Seul l'article de C.Klieber *et al.* [179] y fait référence en expliquant dans leur conclusion qu'utiliser une salve d'impulsions sondes dans l'interféromètre de Sagnac servant à la détection permettrait d'améliorer la luminosité spectrale du signal détecté. Notre hypothèse pour expliquer l'absence d'expériences pompe-sonde acoustiques hypersoniques avec une détection multi-impulsionnelle est que, dans la gamme fréquentielle de notre laser ([11; 18] GHz), les impulsions de la salve créée par le DeathStar ne sont pas colinéaires ce qui les rendent difficiles à utiliser pour la détection. Un autre point à souligner concernant la détection multi-impulsionnelle est que la seule référence à cette technique [179] est faite pour une expérience dans laquelle la détection est réalisée avec un interféromètre de Sagnac : il ne s'agit pas d'une expérience de TDBS, comme celle développée dans notre laboratoire.

#### Résumé

Pour résumer, l'excitation acoustique multi-impulsionnelle appartient au domaine de la génération d'ondes acoustiques à bande étroite, qui remonte aux années 70. L'utilisation d'une salve d'impulsions comme pompe a connu une avancée majeur avec l'invention du DeathStar par J.D.Choi *et al.* qui a rendu accessible la bande fréquentielle acoustique entre 2 GHz et 2 THz : c'est ce système expérimental qui est pris comme référence pour la nouvelle expérience de TDBS multi-impulsionnelle développée dans notre laboratoire. Concernant la détection multi-impulsionnelle, aucune expérience de la sorte n'a été testée à notre connaissance. Seul l'article de C.Klieber *et al* [179] y fait référence dans sa conclusion comme potentiel moyen d'amélioration de la luminosité spectrale pour une détection avec un interféromètre de Sagnac.

### 3.3.3 Conclusion

Pour conclure, l'expérience de TDBS proposée dans ce manuscrit repose sur la génération d'un train d'impulsions acoustiques à partir d'une salve d'impulsions pompes, dont la cadence et le nombre sont réglables. Ce type d'excitation concentre l'énergie acoustique autour de la cadence des impulsions et de ses sous-harmoniques, améliorant ainsi la luminosité spectrale et rendant la détection sensible à la cadence. Comme notre source laser ne peut fournir que des salves d'impulsions, la détection est aussi multi-impulsionnelle ce qui renforce la sensibilité à la fréquence. La génération d'ondes acoustiques à bande étroite est expérimentée depuis les années 70 et fait intervenir diverses méthodes en fonction de la bande fréquentielle souhaitée. La dernière avancée majeure dans la génération multi-impulsionnelle est le DeathStar qui a rendu facilement accessible la bande fréquentielle entre 1 GHz et la centaine de GHz. La nouveauté de notre expérience réside dans le fait que la génération et la détection sont multi-impulsionnelles, ce dernier point n'ayant jamais été expérimenté à notre connaissance. Une autre nouveauté est le fait que les salves générées par notre système laser sont relativement uniformes, collinéaires et que le nombre d'impulsions est réglable.

## 3.4 La TDBS multi-impulsionnelle - Théorie

Afin de préparer l'analyse des résultats expérimentaux de la TDBS multi-impulsionnelle, une étude théorique de la génération acoustique et de la détection est proposée. Pour commencer, l'impact de l'excitation multi-impulsionnelle sur le signal mesuré est étudié. Ensuite, l'effet de la détection multi-impulsionnelle seule est étudiée théoriquement. Enfin, pour finir l'étude théorique, l'impact de la combinaison de l'excitation et de la détection multi-impulsionnelles sur le signal Brillouin mesuré est analysé.

### 3.4.1 Excitation multi-impulsionnelle

On suppose que seule l'excitation est multi-impulsionnelle : l'objectif est de trouver l'expression de la variation de réflectivité $\Delta r_{N_p}/r_o$ introduite par la salve d'impulsions acoustiques générée pour la comparer au cas mono-impulsionnel. Un schéma de l'expérience étudiée est donné dans la fig.3.15.

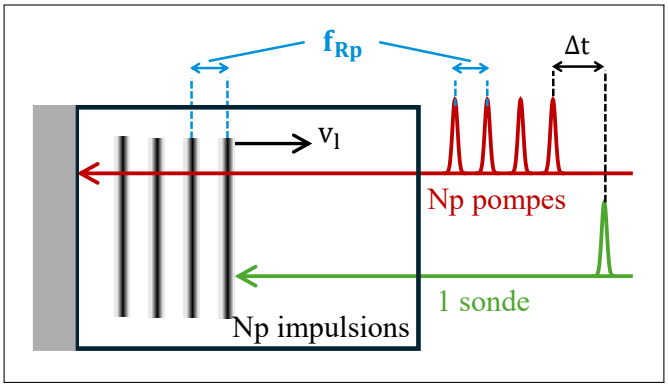


FIGURE 3.15 – Schéma de l'expérience de TDBS où seule l'excitation est multi-impulsionnelle.

Comme montré dans la fig.3.15, une salve de $N_p$ impulsions optiques pompes de cadence $f_{Rp}$ génère un train d'impulsions acoustiques dont le nombre et la cadence sont ceux de la séquence optique. La propagation de la déformation acoustique est mesurée par rétro-diffusion Brillouin d'une seule impulsion sonde retardée de Δt par rapport à la fin de la salve pompe. On rappelle les expressions de la déformation acoustique $\eta$ et de la variation de réflectivité $\Delta r/r_o$ dans le cas mono-impulsionnel (1 impulsion pompe, 1 impulsion sonde) :

$$\eta(z,t) = -\frac{1}{2}\zeta \,\mathrm{sgn}(z - v_l t) e^{-\alpha|z-v_l t|} e^{-\alpha_a z} H(t) H(z) \tag{3.4}$$

$$\frac{\Delta r}{r_o}(t) = \frac{\zeta \beta' C}{2} e^{2ik_o n z_o} e^{-t(v_l \alpha_a + 2i\pi f_B)} H(t) = \frac{\Delta r_1}{r_o}(t) H(t) \tag{3.5}$$

La fréquence Brillouin est notée $f_B = 2n_s v_l/\lambda_s$. Les exponentielles de $\Delta r/r_o$ sont rassemblées dans la fonction $\Delta r_1/r_o$ afin de faciliter la comparaison entre les cas mono et multi-impulsionnels : la variation de réflectivité dans le cas mono-impulsionnel est décrite par $\Delta r_1/r_o$. La variation de réflectivité est calculée à partir de la déformation acoustique avec l'intégrale suivante :

$$\frac{\Delta r}{r_o}(t) = i\beta' e^{2ik_o n z_o} \int_{\mathbb{R}} \eta(z,t) e^{-2ik_o n z} dz \tag{3.6}$$

On rappelle que seule la partie propagative de la déformation $\eta$ est considérée dans l'expression 3.4. Dans le cas de l'excitation multi-impulsionnelle de la fig.3.15, la salve d'impulsions pompes génère un train d'impulsions acoustiques. Afin de simplifier l'étude et de proposer un premier modèle simple, il est décidé de ne pas prendre en compte l'échauffement du film transducteur et de l'échantillon lors de l'éclairement par la salve d'impulsions optiques pompes. Il en est de même

pour la diffusion thermique. Ces deux approximations sont très fortes mais nous permettent d'obtenir une première expression simple de la salve d'impulsions acoustiques. En effet, sous ces hypothèses, chaque impulsion optique pompe induit la même déformation acoustique qui est périodiquement répétée à la cadence $f_{Rp} = 1/T_{Rp}$. Ainsi, la déformation du train d'impulsions acoustiques a pour expression :

$$\eta_{N_p}(z,t) = \sum_{q=0}^{N_p-1} ap(q)\eta(z, t - qT_{Rp}) \tag{3.7}$$

La déformation $\eta$ est celle de l'Eq.3.4 et $a_p(q)$ est un coefficient sans dimension compris entre 0 et 1 qui permet de prendre en compte la variation d'intensité de chaque impulsion acoustique. Les effets thermiques étant négligés et les impulsions pompes de même puissance crête, $a_p(q)$ est constant. Pour calculer la variation de réflectivité $\Delta r_{Np}/r_o$ induite par la déformation $\eta_{N_p}$, l'expression de l'Eq.3.7 est injectée dans l'intégrale de l'Eq.3.6, ce qui donne :

$$\frac{\Delta r_{N_p}}{r_o}(t) = a_p \sum_{q=0}^{N_p-1} \frac{\Delta r}{r_o}\left(t - q/f_{Rp}\right) = a_p \frac{\Delta r_1}{r_o}(t) \sum_{q=0}^{N_p-1} H\left(t - q/f_{Rp}\right) e^{q\theta_p} \tag{3.8}$$

avec

$$\theta_p = \frac{1}{f_{Rp}}\left(v_l \alpha_a + 2i\pi f_B\right) \tag{3.9}$$

L'expression de la variation de réflectivité dans l'Eq.3.8 montre deux propriétés. La première est que le champ électrique total rétro-diffusé par l'échantillon est la somme de toutes les rétro-diffusions ayant lieu sur chaque impulsion acoustique : il n'y a pas d'effet Fabry-Pérot car les coefficients de réflexions des impulsions acoustiques sont très faibles. Les oscillations n'ont pas le temps de se construire dans les cavités optiques formées par les fronts acoustiques : le facteur de qualité Q est quasiment nul, donc le champ rétro-diffusé par l'échantillon est approximé à l'ordre 1. Deuxièmement, l'expression développée de $\Delta r_{Np}/r_o$ montre que les oscillations Brillouin, décrites par $\Delta r_1/r_o$, sont multipliées par un coefficient qui dépend du temps, du nombre $N_p$ et de la cadence $f_{Rp}$ des impulsions. La somme traduit le fait qu'à chaque génération d'une impulsion acoustique, une sonde rétro-diffusée s'additionne au champ total : la totalité des fronts acoustiques sont générés quand $t > (N_p - 1)T_{Rp}$. Ainsi, on peut distinguer deux intervalles temporels : le premier entre 0 ps et $(N_p - 1)T_{Rp}$, appelé *superposition pompe-sonde*, pendant lequel les impulsions acoustiques sont générées et la salve sonde recouvre progressivement celle pompe (voir fig.3.29), puis le deuxième, appelé *propagation acoustique libre*, à partir de $(N_p - 1)T_{Rp}$ sur lequel l'ensemble des impulsions acoustiques ont été générées et la superposition pompe-sonde est terminée.

L'expression de la somme par laquelle est multiplié le terme $\Delta r_1/r_o$ dans l'Eq.3.8 change en fonction que l'on se trouve dans la partie superposition pompe-sonde ou sur la propagation acoustique libre : ces deux cas sont étudiés séparément.

#### La propagation acoustique libre

Nous nous intéressons à la partie du signal sur laquelle toutes les impulsions acoustiques ont été générées, donc quand le délai temporel $t > (N_p - 1)T_{Rp}$. Dans ce cas-là, la variation de réflectivité a pour expression :

$$\frac{\Delta r_{N_p}}{r_o}(t) = a_p \frac{\Delta r_1}{r_o}(t) e^{\frac{\theta_p}{2}(N_p-1)} S(\theta_p) \tag{3.10}$$

avec

$$S(\theta_p) = \frac{\mathrm{sh}\left(N_p \theta_p \frac{1}{2}\right)}{\mathrm{sh}\left(\theta_p \frac{1}{2}\right)}$$

où sh est la fonction sinus hyperbolique. Notons que l'expression de l'Eq.3.10 n'est valable que pour $t > (N_p - 1)T_{Rp}$. En décalant l'axe temporel de telle sorte que l'instant t = 0 ps coïncide avec la génération de toutes les impulsions acoustiques (i.e $t = (N_p - 1)T_{Rp}$), l'expression de la variation de réflectivité devient :

$$\frac{\Delta r_{N_p}}{r_o}(t) = a_p \frac{\Delta r_1}{r_o}(t) e^{-\frac{\theta_p}{2}(N_p-1)} S(\theta_p) = \frac{\Delta r_1}{r_o}(t) \gamma_{N_p}(\theta_p) \tag{3.11}$$

où

$$\gamma_{N_p}(\theta_p) = a_p e^{-\frac{\theta_p}{2}(N_p-1)} S(\theta_p) \tag{3.12}$$

En se basant sur l'expression de la puissance sonde réfléchie :

$$P_R = P_{In} |r_o|^2 \left(1 + \left|\frac{\Delta r_{N_p}}{r_o}(t)\right|^2 + 2\mathrm{Re}\left[\frac{\Delta r_{N_p}}{r_o}(t)\right]\right) \tag{3.13}$$

on constate que les oscillations Brillouin (partie réelle Re de l'Eq.3.13) sont égales à celles du cas mono-impulsionnel ($\Delta r_1/r_o$) multipliées par le coefficient $|\gamma_{N_p}(\theta_p)|$ et déphasées de $\arg\left(\gamma_{N_p}(\theta_p)\right)$ (argument du nombre complexe) : comme ce qui est mesuré dans notre expérience de TDBS est l'amplitude des oscillations Brillouin, nous nous intéressons à la norme de $\gamma_{N_p}(\theta_p)$. Pour commencer, on suppose que l'atténuation acoustique est nulle ($\alpha_a = 0\ m^{-1}$) donc la norme de $\gamma_{N_p}(\theta_p)$ devient :

$$|\gamma_{N_p}(\theta_p)| = a_p \left|\frac{\sin\left(N_p \pi f_B / f_{Rp}\right)}{\sin\left(\pi f_B / f_{Rp}\right)}\right| \tag{3.14}$$

L'évolution de $|\gamma_{N_p}(\theta_p)|$ en fonction de la cadence des impulsions pompes et du nombre d'impulsions par salve est tracée dans la fig.3.16.

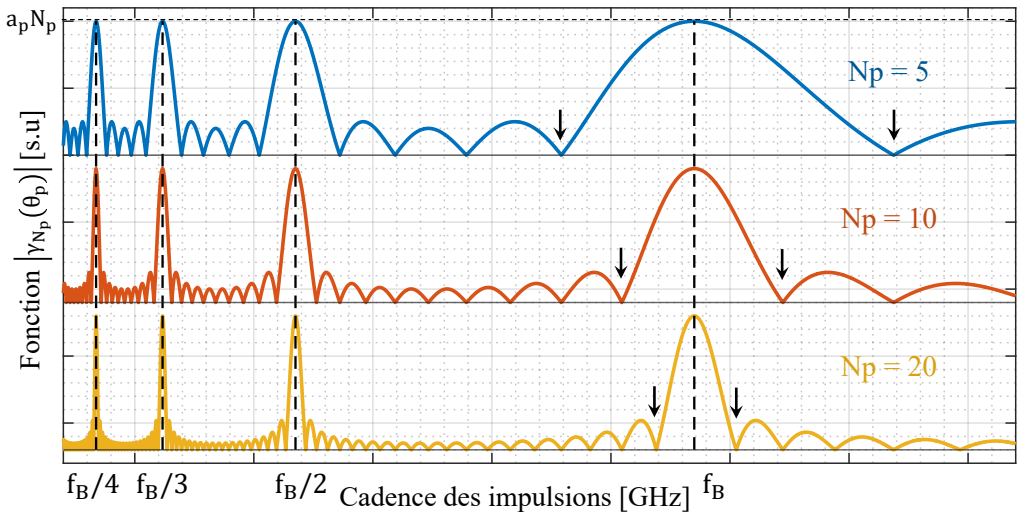


FIGURE 3.16 – Norme du coefficient $\gamma_{N_p}(\theta_p)$ en fonction de la cadence des impulsions pompes pour différents nombre d'impulsions $N_p$ : l'atténuation acoustique est nulle. La séparation verticale des courbes est manuellement introduite pour les distinguer.

Les courbes de la fig.3.16 montrent que le coefficient $|\gamma_N(\theta_p)|$ présente des pics centrés à la fréquence Brillouin $f_B$ et à ses sous-harmoniques. On retrouve comme ce qui a été expliqué dans

la partie 3.3.1 : le train d'impulsions acoustique forme un réseau de Bragg et quand la cadence est égale à $f_B$ ou à l'une de ses sous-harmoniques, les oscillations Brillouin des sondes rétro-diffusées interfèrent de manière constructive. En dehors de ces fréquences, les interférences sont destructives donc l'amplitude finale des oscillations Brillouin décroit. Ainsi, en balayant la cadence autour de $f_B$ et de ses sous-harmoniques, l'amplitude des oscillations Brillouin change : trois simulations d'oscillations mesurées dans du verre de silice ($SiO_2$) sont tracés dans la fig.3.17.

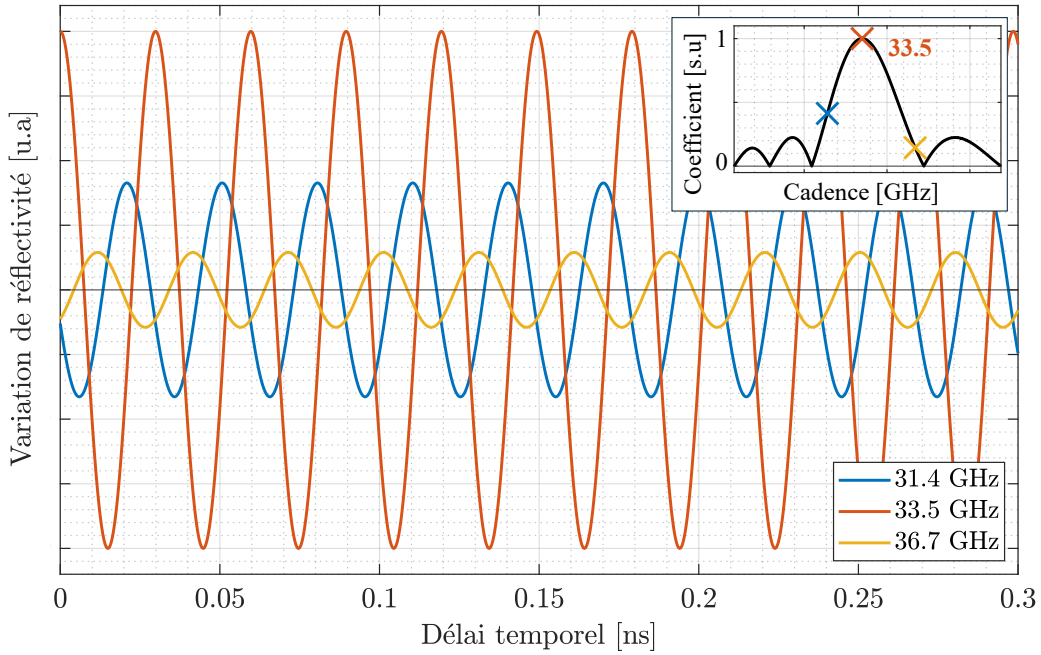


FIGURE 3.17 – Simulations d'oscillations Brillouin mesurées dans du verre de silice après la fin de la superposition pompe-sonde pour trois cadences d'impulsions pompes. Le nombre d'impulsions est égal à 10 et l'atténuation acoustique est nulle. La fréquence Brillouin est celle à 515 nm : 33.5 GHz. L'encadré en haut à droite localise les cadences sur la courbe de $|\gamma_{N_p}(\theta_p)|$.

Une propriété visible dans les graphiques de la fig.3.16 est que plus le nombre d'impulsions pompes augmente, plus les pics sont fins et plus le contraste augmente. On peut aussi constater que plus la cadence diminue, plus les pics sont fins. Cette dépendance de la largeur des pics par rapport au nombre d'impulsions peut être retrouvée analytiquement. Pour le pic de la $m^{ème}$ sous-harmonique $f_B/m$, la largeur entre les premiers zéros autour du pic (flèches noires dans la fig.3.16) a pour expression :

$$\Delta f_{Rm} = \frac{2N_p f_B}{(mN_p)^2 - 1} \tag{3.15}$$

Un résultat important est que les pics ont tous la même amplitude $a_p N_p$ : cela signifie que l'amplitude du signal Brillouin mesurée avec une seule impulsion pompe d'énergie $E_1$ est égale à celle obtenue avec une salve de même énergie totale mais dont les $N_p$ impulsions sont d'énergie $E_1 a_p = E_1/N_p$. On retrouve le fait que la génération acoustique multi-impulsionnelle ne fait que répartir différemment l'énergie acoustique : pour augmenter l'amplitude du signal Brillouin, l'énergie totale (donc par salve) doit être augmentée.

On suppose maintenant que l'atténuation acoustique $\alpha_a$ est non nulle. Dans ce cas, l'évolution de $|\gamma_{N_p}(\theta_p)|$ en fonction de la cadence n'est plus celle de la fig.3.16 : un exemple est tracé pour 20 impulsions dans la fig.3.18.

On constate que les pics dans la fig.3.18 n'ont plus la même amplitude $a_p N_p$ : plus la cadence diminue, plus l'amplitude décroit. Cela s'explique par le fait que plus la cadence diminue, plus

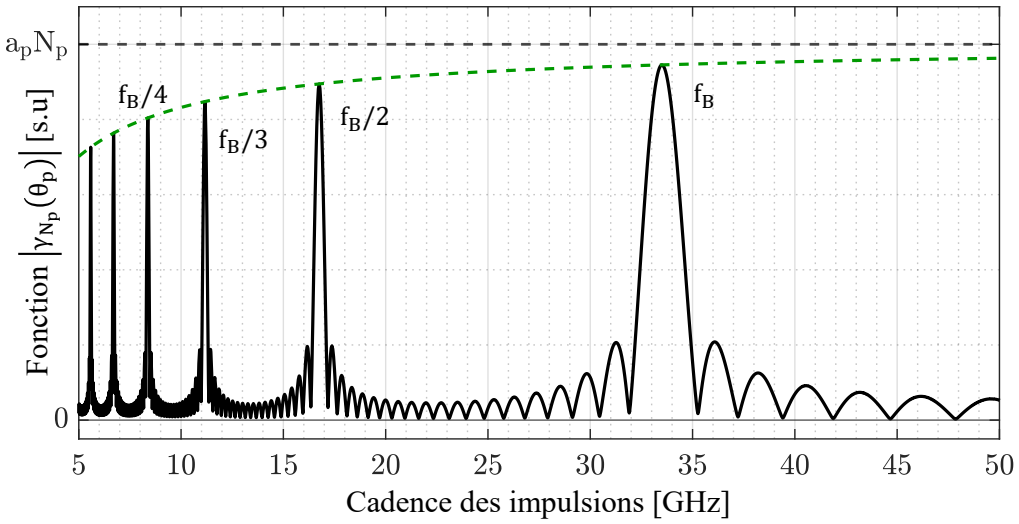


FIGURE 3.18 – Norme du coefficient $|\gamma_{N_p}(\theta_p)|$ en fonction de la cadence pour 20 impulsions pompes dans le verre de silice : l'atténuation acoustique en amplitude vaut $7 \times 10^4$ m$^{-1}$ (valeur prise à 30 GHz [112]). L'enveloppe du coefficient est tracée en pointillés verts.

les salves d'impulsions acoustiques sont longues et donc plus les impulsions acoustiques sont atténuées : le signal Brillouin est donc plus faible. Les pics suivent l'enveloppe tracée en pointillés verts dans la fig.3.18 dont l'expression est la suivante :

$$|\gamma_{N_p}(v_l \alpha_a / f_{Rp})|$$

Sa forme dépend de l'atténuation acoustique $\alpha_a$ et du nombre d'impulsions pompes $N_p$ : des exemples d'enveloppes pour différentes valeurs de $\alpha_a$ et $N_p$ sont tracées dans la fig.3.19.

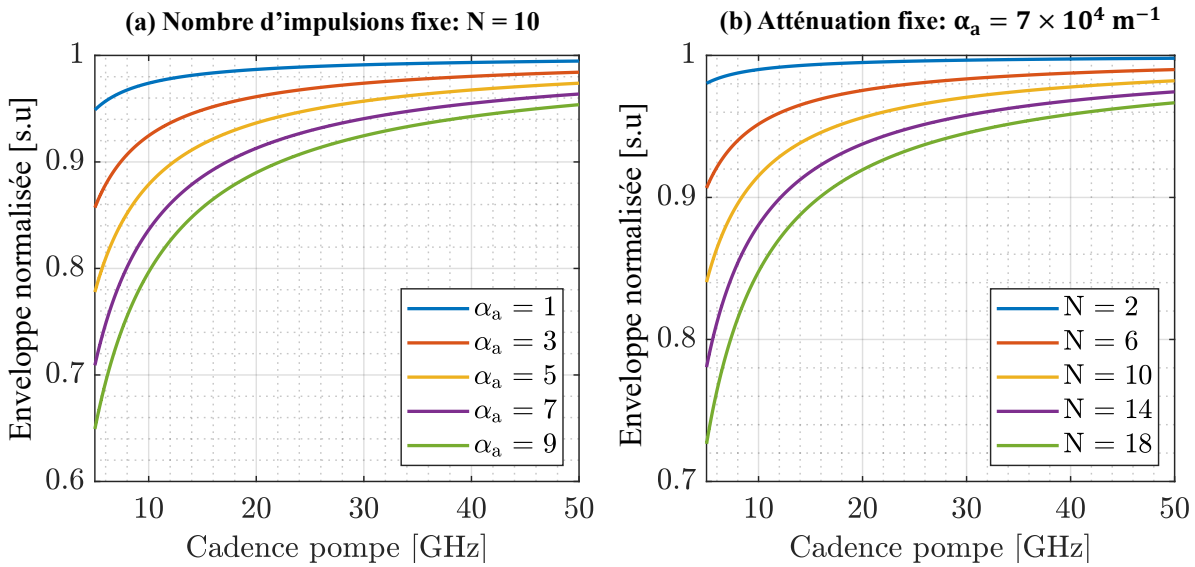


FIGURE 3.19 – Évolution de l'enveloppe des fonctions de transfert en fonction **(a)** de l'atténuation acoustique (en amplitude) et **(b)** du nombre d'impulsions pompes par salve. Les coefficients d'atténuations dans la figure **(b)** sont en $10^4$ m$^{-1}$.

Les courbes de la fig.3.19 montrent que plus l'atténuation acoustique et/ou le nombre d'impulsions par salve augmente, plus l'enveloppe des pics est basse, donc plus le signal Brillouin est atténué.

Un autre effet d'une atténuation acoustique non nulle est est la perte de contraste des pics : cet impact est mis en évidence dans les graphiques de la fig.3.20.

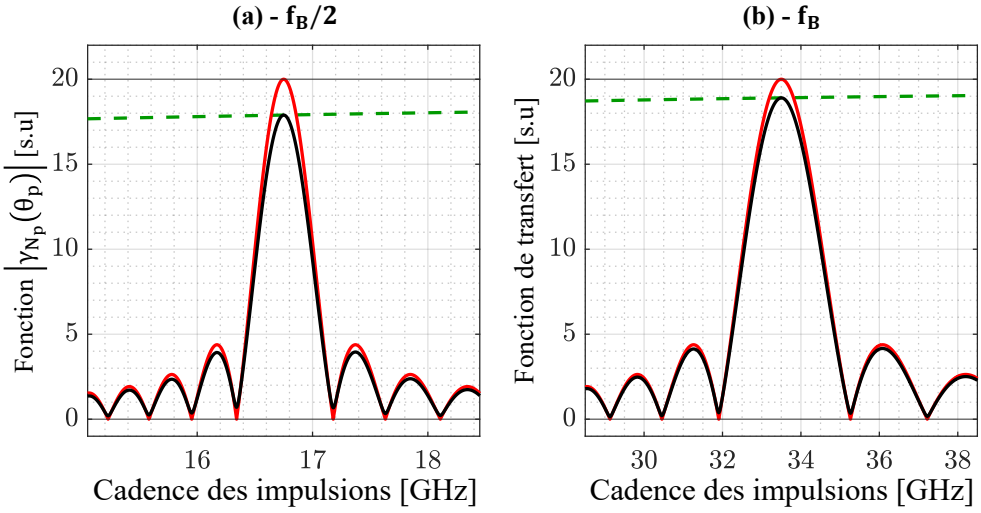


FIGURE 3.20 – Zooms sur les pics de $|\gamma_{N_p}(\theta_p)|$ centrés à **(a)** $f_B/2$ et **(b)** $f_B$ avec (courbe noire) et sans (courbe rouge) atténuation acoustique. L'enveloppe des pics avec atténuation acoustique est tracée en pointillés verts. $N_p = 20$, $f_B = 33.5$ GHz, $\alpha_a = 7 \times 10^4\ m^{-1}$.

Quand l'atténuation acoustique est non nulle, les différentes sondes rétro-diffusées ne sont plus de même puissance : par conséquent, les oscillations Brillouin ne peuvent plus interférer de manière totalement destructive.

Le coefficient $\gamma_{N_p}(\theta_p)$ est un nombre complexe donc en plus de modifier l'amplitude des oscillations Brillouin, il introduit un déphasage : cela est visible dans les simulations tracées dans la fig.3.17. La phase du coefficient est égale à l'argument de $\gamma_{N_p}(\theta_p)$ : son évolution en fonction de la cadence est tracée dans la fig.3.21.

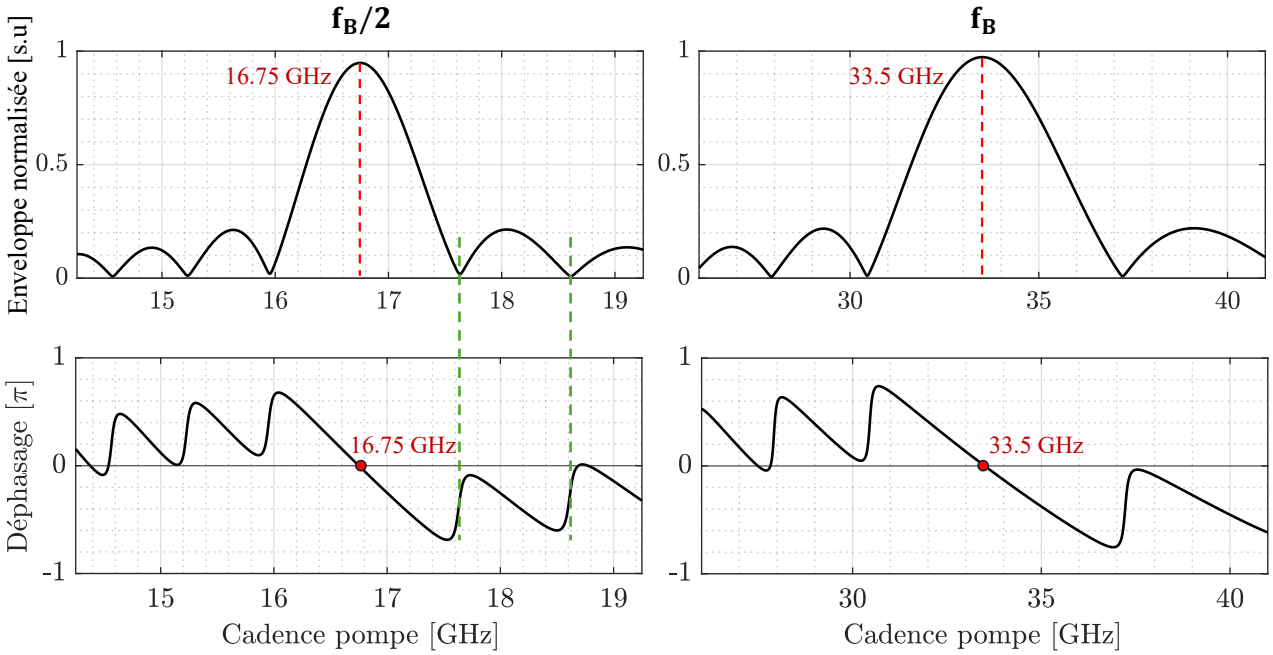


FIGURE 3.21 – Évolutions de la norme (ligne supérieure) et de la phase (ligne inférieure) du coefficient $\gamma_{N_p}(\theta_p)$ en fonction de la cadence autour des pics à $f_B$ et $f_B/2$. $N_p = 10$, $f_B = 33.5$ GHz et $\alpha_a = 7 \times 10^4\ m^{-1}$.

La fig.3.21 montre que le déphasage est nul à $f_B$ et à ses sous-harmoniques car les impulsions acoustiques sont en phase avec les oscillations Brillouin. En restant dans un pic, quand la cadence

est inférieure à $f_B/q$ ($q \in \mathbb{N}^*$), le déphasage est positif : les oscillations Brillouin sont en avance. Inversement, quand la cadence est supérieure à $f_B/q$, le déphasage est négatif : les oscillations Brillouin sont en retard. Ce déphasage est la conséquence de la superposition pompe-sonde qui se termine à des instants différents quand la cadence des impulsions change.

C'est pendant la superposition pompe-sonde que se construisent ou non les oscillations Brillouin.

**La superposition pompe-sonde**

Nous nous intéressons à la partie du signal pendant laquelle les impulsions acoustiques sont progressivement introduites : la superposition pompe-sonde. Cette partie du signal se déroule entre les délais 0 ps et $(N_p - 1)T_{Rp}$ : pendant cette étape, une impulsion acoustique est générée toute les $T_{Rp}$. Ainsi, l'amplitude et la phase des oscillations Brillouin change périodiquement et la variation dépend de la cadence et du nombre d'impulsions pompes. Trois exemples d'évolutions des oscillations Brillouin lors de la superposition pompe-sonde sont tracés dans la fig.3.22.

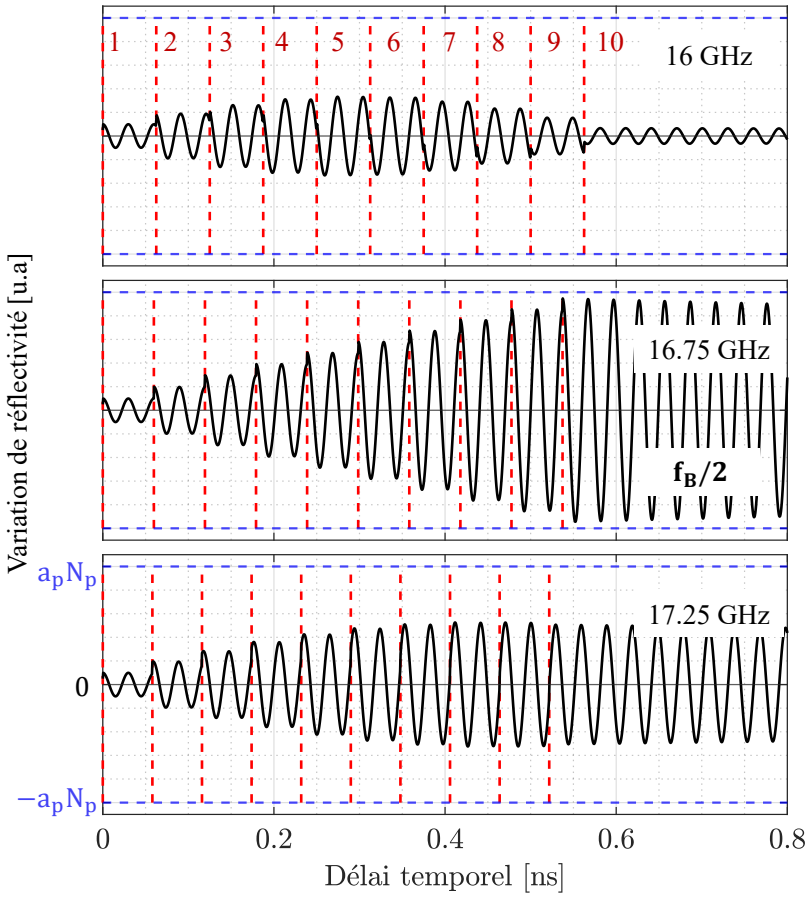


FIGURE 3.22 – Évolution des oscillations Brillouin lors de la superposition pompe-sonde avec 10 impulsions par salve et pour trois cadences différentes : l'introduction d'une impulsion acoustique est représentée par les pointillés rouges. La cadence varie autour de $f_B/2$ pour que les oscillations soient visibles. $f_B = 33.5$ GHz, $\alpha_a = 7 \times 10^4$ m$^{-1}$.

Les signaux simulés dans la fig.3.22 lors de la superposition pompe-sonde montre clairement l'établissement efficace ou non des oscillations Brillouin suivant le décalage par rapport à $\&mathrm{m}f_B/2$. L'amplitude et la phase des oscillations Brillouin à la m$^{\text{ème}}$ impulsion acoustique introduite sont décrites par l'Eq.3.11 avec pour différence que le nombre d'impulsions $N_p$ du coefficient $\gamma_{N_p}(\theta_p)$ est remplacé par m. Ainsi, tous les $T_{Rp}$ (pointillés rouges dans la fig.3.22), les oscillations Brillouin sont multipliées par $\gamma_m(\theta_p)$ : l'amplitude est multipliée par $|\gamma_m(\theta_p)|$ et le signal est déphasé de $\arg(\gamma_m(\theta_p))$. La norme et l'argument de $\gamma_m(\theta_p)$ sont tracés lors de la superposition pompe-sonde pour les cadences de la fig.3.22 dans la fig.3.23.

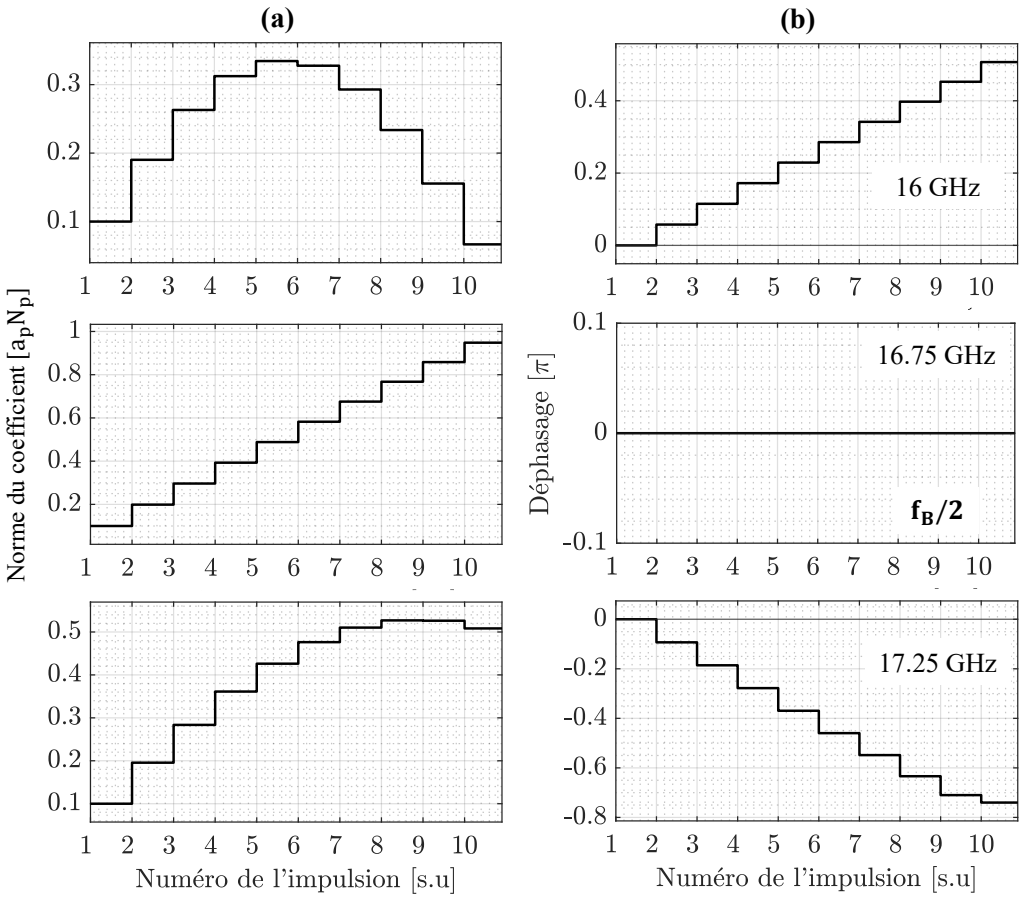


FIGURE 3.23 – Évolution **(a)** de la norme et **(b)** de l'argument (déphasage) du coefficient $\gamma_m(\theta_p)$ en fonction du nombre m d'impulsions acoustiques générées. Les cadences et paramètres sont ceux de la fig.3.22.

On constate dans la fig.3.23(a) que l'évolution de la norme de $\gamma_n(\theta_p)$ suit la même courbe que l'amplitude des oscillations Brillouin dans la fig.3.22 car ces dernières sont multipliées par $\gamma_n(\theta_p)$. Les graphiques de la fig.fig.3.23(b) montrent que le déphasage introduit par chaque impulsion acoustique est toujours nul quand la cadence est égale à $f_B/2$. Dans le cas où la cadence est différente de $f_B/2$, le déphasage est négatif si la cadence est supérieure à $f_B/2$ ou positif dans le cas inverse.

### 3.4.2 Détection multi-impulsionnelle

Nous nous intéressons maintenant à l'impact de la détection multi-impulsionnelle : l'étude théorique est basée sur l'expérience de la fig.3.24.

Comme montré dans la fig.3.24, il n'y a qu'une seule impulsion pompe qui génère une unique impulsion acoustique à t = 0 ps et la détection est réalisée avec une salve de $N_s$ impulsions sondes de cadence $f_{Rs} = 1/T_{Rs}$. Ces dernières ont le même profil temporel, la même durée et leur puissance crête est pondérée par un coefficient $a_s(q)$ (q étant le numéro de l'impulsion). Comme dans l'étude de l'excitation multi-impulsionnelle, seule la partie propagative de l'impulsion acoustique est considérée et les effets thermiques sont négligés. Les impulsions sondes ayant la même enveloppe temporelle A, le champ électrique $E_{In}$ de la sonde incidente a pour expression :

$$E_{In}(z,t) = E_o e^{i(\omega t - kz)} \sum_{q=0}^{N_s-1} a_s(q) A(t - qT_{Rs}) \tag{3.16}$$

Nous supposons que les impulsions sondes sont de même intensité donc $a_s$ est constant.

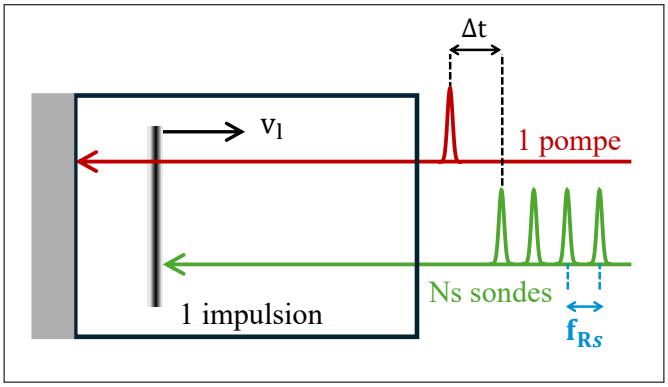


FIGURE 3.24 – Schéma de l'expérience de TDBS avec uniquement la détection multi-impulsionnelle.

Chaque impulsion sonde est réfléchie par l'échantillon à l'instant $t - qT_{Rs}$, or, son coefficient de réflexion en amplitude r varie dans le temps donc chaque impulsion "voit" le coefficient de réflexion $r(t - qT_{Rs})$. Ainsi, en ignorant l'enveloppe A des impulsions, le champ électrique $E_r$ de la sonde réfléchie par l'échantillon a pour expression :

$$E_r(z,t) = a_s E_o e^{i(\omega t - kz)} \sum_{q=0}^{N_s-1} r(t - qT_{Rs}) \tag{3.17}$$

Le coefficient de réflexion étant $r(t) = r_o + \Delta r(t)$, le champ réfléchi est réécrit :

$$E_r(z,t) = r_o N_s a_s E_o e^{i(\omega t - kz)} \left(1 + \frac{1}{N_s} \sum_{q=0}^{N_s-1} \frac{\Delta r}{r_o}(t - qT_{Rs})\right) = r_o N_s a_s E_o e^{i(\omega t - kz)} \left(1 + \frac{\Delta r_{N_s}}{r_o}(t)\right) \tag{3.18}$$

où la variation de réflectivité $\Delta r/r_o$ est celle de l'Eq.3.5 du cas mono-impulsionnel (1 impulsion pompe, 1 impulsion sonde). De l'expression du champ électrique réfléchi est déduite celle de la puissance réfléchie :

$$P_r(t) = P_{In} |r_o N_s a_s|^2 \left(1 + \left|\frac{\Delta r_{N_s}}{r_o}(t)\right|^2 + 2\mathrm{Re}\left[\frac{\Delta r_{N_s}}{r_o}(t)\right]\right) \tag{3.19}$$

La partie réelle de $\Delta r_{N_s}/r_o$ dans l'Eq.3.19 n'est autre que la variation de puissance mesurée par la TDBS, soit les oscillations Brillouin. L'expression de $\Delta r_{N_s}/r_o$ est déduite de l'Eq.3.5 et vaut :

$$\frac{\Delta r_{N_s}}{r_o}(t) = \frac{1}{N_s} \frac{\Delta r_1}{r_o}(t) \sum_{q=0}^{N_s-1} H\left(t - q/f_{Rs}\right) e^{q\theta_s} \tag{3.20}$$

avec

$$\theta_s = \frac{1}{f_{Rs}} (v_l \alpha_a + 2i\pi f_B) \tag{3.21}$$

On constate que la variation de réflectivité de l'Eq.3.20 est identique à celle de l'Eq.3.8 pour une excitation multi-impulsionnelle. Ainsi, l'ensemble des résultats obtenus dans la partie 3.4.2 sur la superposition pompe-sonde et les oscillations Brillouin sont les mêmes que pour la détection multi-impulsionnelle. Cependant, il y a une différence notable : l'expression de $\Delta r_{N_s}/r_o$ dans l'Eq.3.20 montre que le signal est divisé par $N_s$. Cela signifie que la détection multi-impulsionnelle n'a que pour seul impact de rendre la mesure de TDBS sensible à la fréquence (comme montré dans la fig.3.18) : peu importe l'énergie des salves sondes, l'amplitude des oscillations Brillouin n'est pas amplifiée. Ce résultat s'explique par le fait que la variation de réflectivité mesurée (i.e les oscillations Brillouin) est normalisée par la puissance réfléchie par l'échantillon sans perturbation acoustique ($P_{In}|r_o N_s a_s|^2$ dans l'Eq.3.19).

### 3.4.3 Combinaison de l'excitation et détection multi-impulsionnelles

Après avoir étudié séparément l'impact théorique du multi-impulsionnel sur l'excitation acoustique et la détection, nous nous intéressons à la combinaison des deux car il s'agit de la configuration de notre expérience de TDBS dont un schéma est donné dans la fig.3.25.

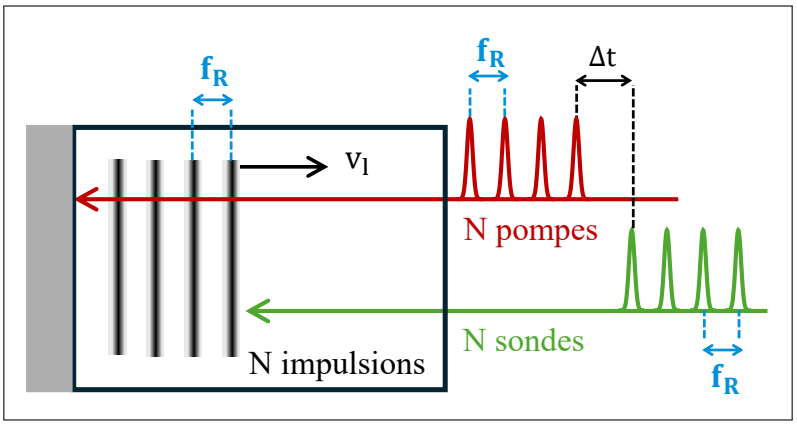


FIGURE 3.25 – Schéma de l'expérience de TDBS avec excitation et détection multi-impulsionnelles.

Dans l'expérience de la fig.3.25, l'excitation est réalisée par une salve de N impulsions pompes de cadence $f_R = 1/T_R$ et la détection est aussi faite avec une salve d'impulsions sondes aux mêmes caractéristiques. Comme dans les précédentes études théoriques, le champ électrique de la sonde réfléchie par l'échantillon est calculé pour en déduire l'expression des oscillations Brillouin : le champ électrique réfléchi par N impulsions sondes de cadence $f_R$ a déjà été déterminé et son expression est celle de l'Eq.3.18. Cependant, comme la génération acoustique est elle aussi multi-impulsionnelle, la variation de réflectivité $\Delta r/r_o$ à prendre en compte est celle de l'Eq.3.8. Ainsi, le champ électrique réfléchie de l'expérience de la fig.3.25 a pour expression :

$$E_r(z,t) = a_s N r_o E_o e^{i(\omega t - kz)} \left(1 + \frac{\Delta r_{MP}}{r_o}(t)\right) \tag{3.22}$$

avec

$$\frac{\Delta r_{MP}}{r_o}(t) = \frac{a_p}{N}\frac{\Delta r_1}{r_o}(t) \sum_{q=0}^{N-1}\sum_{d=0}^{N-1} e^{\theta(q+d)} H\left(t-(q+d)T_R\right) \tag{3.23}$$

où

$$\theta = \frac{1}{f_R}\left(\alpha_a v_l + 2i\pi f_B\right) \tag{3.24}$$

La puissance réfléchie par l'échantillon a donc pour expression :

$$Pr(t) = |a_s N r_o|^2 P_{In}\left(1 + \left|\frac{\Delta r_{MP}}{r_o}(t)\right|^2 + 2Re\left[\frac{\Delta r_{MP}}{r_o}(t)\right]\right) \tag{3.25}$$

Ainsi, les oscillations Brillouin mesurées dans l'expérience de TDBS multi-impulsionnelle sont multipliées par la norme de la double somme de l'Eq.3.23 et sont déphasées d'une quantité égale à l'argument de cette même double somme. Comme dans les expériences des fig.3.15 et fig.3.24, le signal mesuré est coupé en deux intervalles temporels : la superposition pompe-sonde entre 0 ps et $(2N-1)T_{Rs}$ et la propagation acoustique libre après l'instant $(2N-1)T_{Rs}$.

Nous nous intéressons d'abord à la propagation acoustique libre.

**La propagation acoustique libre**

Quand $t > (2N-1)T_{Rs}$, la variation de réflectivité $\Delta r_{MP}/r_o$ a pour expression :

$$\frac{\Delta r_{MP}}{r_o}(t) = \frac{\Delta r_1}{r_o}(t)\gamma'_N(\theta) \tag{3.26}$$

où

$$\gamma'_N(\theta) = \frac{a_p}{N} e^{-\theta(N-1)} S_N^2(\theta) \tag{3.27}$$

On constate que le coefficient $\gamma'_N(\theta)$ multipliant les oscillations Brillouin est le produit de ceux de la génération et de la détection multi-impulsionnelles (respectivement dans les Eq.3.11 et Eq.3.20). On retrouve ainsi la sélectivité en fréquence autour de la fréquence Brillouin et de ses sous-harmoniques : la différence avec les cas traités dans les parties précédentes est que le coefficient $\gamma'_N(\theta)$ contient le carré des fonctions $S_N$ et $e^{-\theta(N-1)/2}$ ce qui accentue la sélectivité fréquentielle. Pour mieux s'en rendre compte, la fonction de transfert de l'expérience de TDBS avec excitation et détection multi-impulsionnelle (i.e $|\gamma'_N|$ Eq.3.27) est superposée avec celle où seule l'excitation est multi-impulsionelle ($|\gamma_N|$ Eq.3.12) dans la fig.3.26 : le coefficient d'absorption est supposé nul.

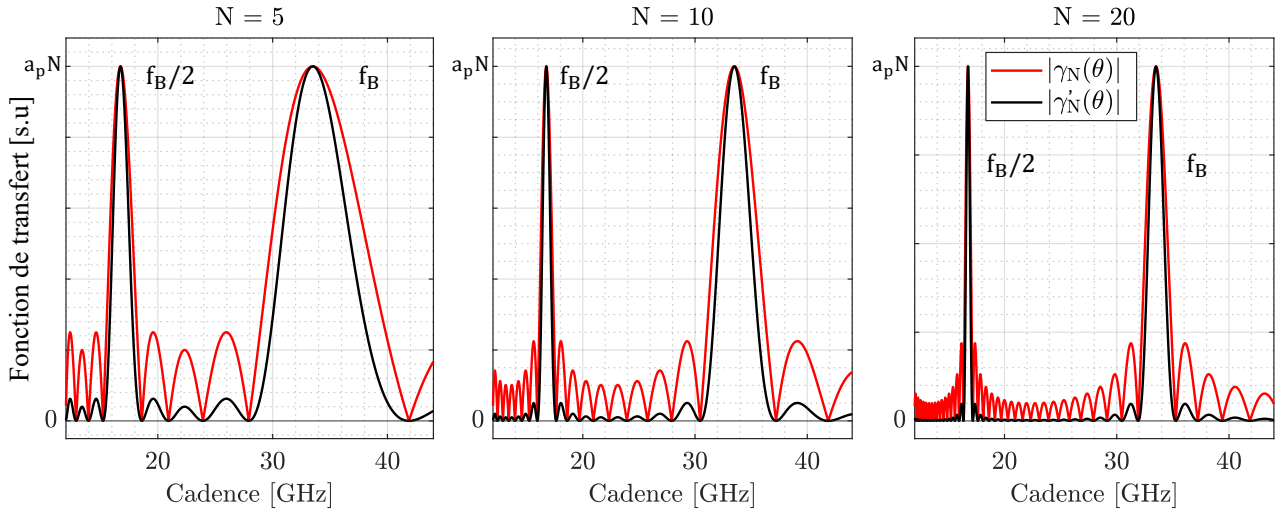


FIGURE 3.26 – Norme du coefficient $\gamma'_N(\theta)$ en fonction de la cadence quand l'expérience de TDBS est multi-impulsionnelle (courbe noire) pour la pompe et la sonde, et (courbe rouge) quand seule la pompe l'est. Les courbes sont tracées autour de $f_B$ et $f_B/2$ pour plus de clarté et avec trois nombres d'impulsions N. L'atténuation acoustique est nulle ($\alpha_a = 0\ m^{-1}$).

Les normes des coefficients tracées dans la fig.3.26 montrent que les pics sont localisés aux mêmes fréquences et qu'ils sont légèrement plus fins quand l'excitation et la détection sont multi-impulsionnelles. L'effet le plus remarquable de la combinaison de la génération et de la détection multi-impulsionnelles est que le contraste des pics est plus important. Ces différences sont la conséquence de la superposition des sélectivités en fréquence de l'excitation et de la détection quand elles sont multi-impulsionnelles.

Si l'atténuation acoustique est non nulle, l'amplitude des pics décroit quand la cadence des impulsions diminue : cela peut être observé dans la fig.3.27.

Les pics de la fig.3.27 sont contenus dans une enveloppe (tracée en pointillés verts dans la fig.3.27) dont l'expression est la suivante :

$$|\gamma'_N(v_l \alpha_a / f_R)|$$

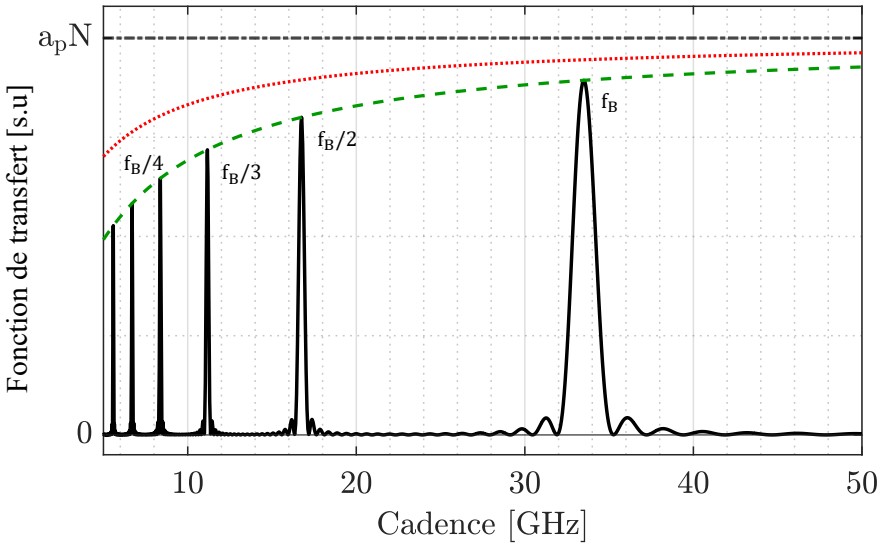


FIGURE 3.27 – Norme du coefficient $\gamma'_N(\theta)$ quand l'expérience de TDBS est multi-impulsionnelle. Le nombre d'impulsions N = 20, la fréquence Brillouin $f_B$ = 33.5 GHz et l'atténuation acoustique vaut $\alpha_a = 7 \times 10^{-4}$ m$^{-1}$ (verre de silice à 33.5 GHz). La courbe en pointillés verts longs est l'enveloppe des pics et celle en pointillés rouges courts l'enveloppe quand seule l'excitation est multi-impulsionnelle.

Comme le montre l'enveloppe en pointillés rouges dans la fig.3.27, l'atténuation est plus importante quand la détection et l'excitation sont multi-impulsionnelles : ceci s'explique par le fait que la superposition pompe-sonde est plus longue que quand seule l'excitation (ou la détection) est multi-impulsionnelle. Par conséquent, les impulsions acoustiques se sont propagées plus longtemps donc elles sont plus atténuées. Quand le nombre d'impulsions et/ou l'atténuation acoustique augmentent, l'amplitude des pics de $|\gamma'_N(\theta)|$ décroit.

En plus de modifier l'amplitude des oscillations Brillouin, l'excitation et de la détection multi-impulsionnelles introduisent un déphasage fixe dans les oscillations Brillouin : il est égal à l'argument de $\gamma'_N(\theta)$ et est tracé dans la fig.3.28 en fonction de la cadence des impulsions.

L'origine du déphasage est, comme dans les précédents cas, la durée de la superposition pompe-sonde. Quand la cadence est égale à la fréquence Brillouin ou à une de ses sous-harmoniques, le déphasage est nul. Si la cadence est inférieure à la fréquence de résonance, le déphasage est positif et inversement si la cadence est supérieure. On constate que les déphasages des fig.3.28 et fig.3.21 ont la même forme avec pour différence que celui de la fig.3.28 est environ deux fois plus grand : cela s'explique par le fait que le coefficient $\gamma'_N(\theta)$ est le carré de $\gamma_{N_p}(\theta_p)$ (à une constante multiplicative près), donc l'argument de $\gamma'_N(\theta)$ est le double de $\gamma_{N_p}(\theta_p)$. D'un point de vue physique, la superposition pompe-sonde avec la pompe et la sonde multi-impulsionnelles est quasiment deux fois plus longue que celle où seule l'excitation est multi-impulsionnelle, donc le déphasage est deux fois plus long.

**Superposition pompe-sonde**

La superposition pompe-sonde dans l'expérience de TDBS multi-impulsionnelle est composée de deux étapes : la première entre 0 ps et (N-1)$T_R$ pendant laquelle les impulsions acoustiques sont progressivement introduites dans l'échantillon et la deuxième entre (N-1)$T_R$ et (2N-1)$T_R$ pendant laquelle la salve d'impulsions sonde finie de balayer celle pompe. Pour plus de clarté, ces deux étapes sont schématisées dans la fig.3.29.

Pendant la superposition pompe-sonde, l'amplitude et la phase des oscillations Brillouin mesurées par la TDBS change périodiquement tous les $T_R$ : trois exemples d'évolutions temporelles des oscillations Brillouin lors de la superposition pompe-sonde sont tracées dans la fig.3.30.

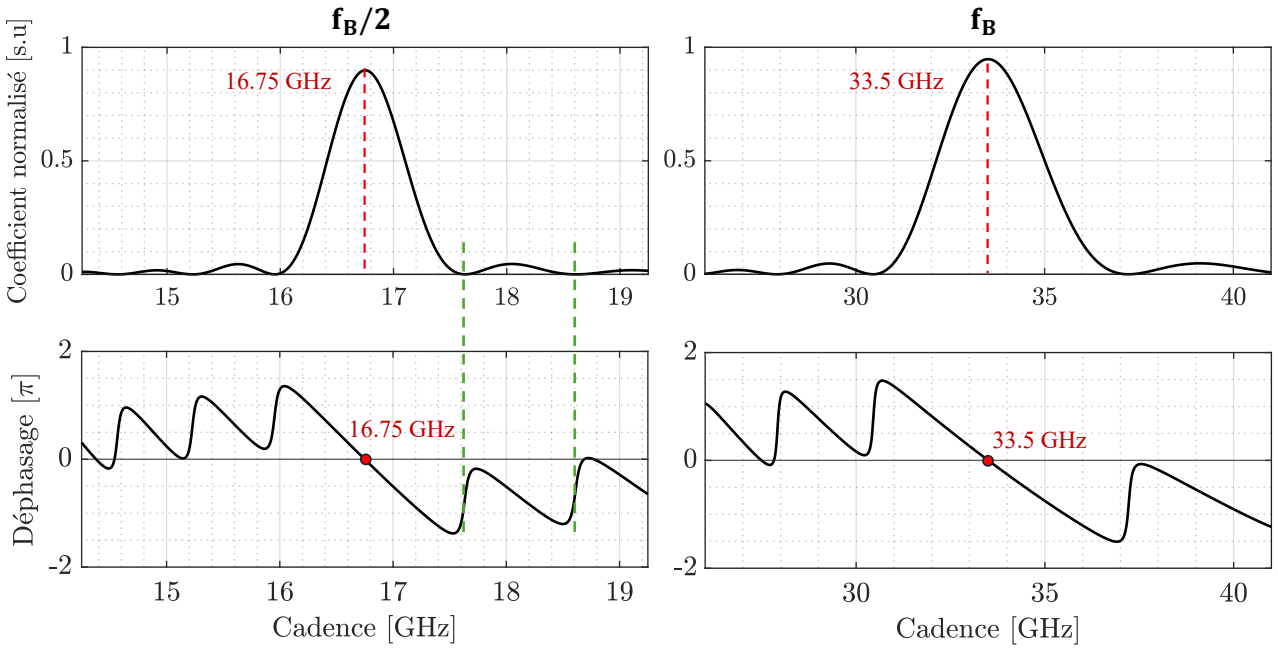


FIGURE 3.28 – Évolutions de la norme (ligne supérieure) et de la phase (ligne inférieure) du coefficient $\gamma'_N(\theta)$ en fonction de la cadence autour des pics à $f_B$ et $f_B/2$. Le nombre d'impulsions vaut 10, $f_B = 33.5$ GHz et $\alpha_a = 7 \times 10^4$ m$^{-1}$.

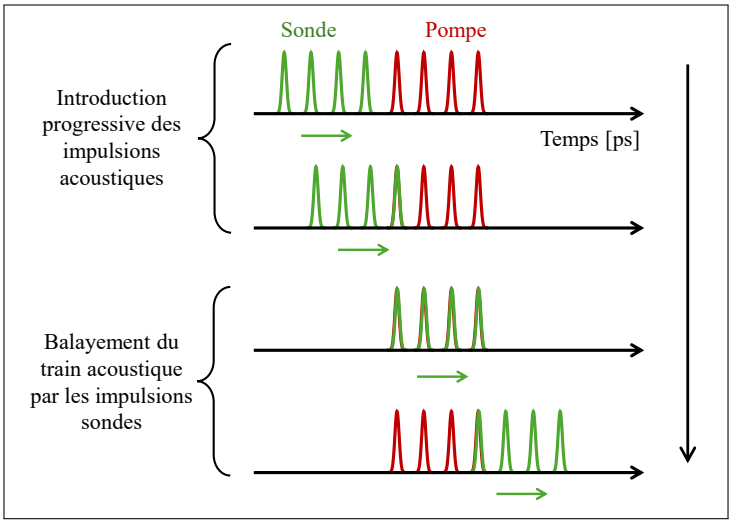


FIGURE 3.29 – Représentation schématique des deux étapes de la superposition pompe-sonde quand l'expérience de TDBS est multi-impulsionnelle avec la pompe et la sonde.

Les cadences des simulations de la fig.3.30 sont les mêmes que celles de la fig.3.22. À chaque fois qu'une impulsion sonde coïncide avec une pompe (pointillés rouges dans la fig.3.30), l'amplitude et la phase des oscillations Brillouin change en suivant une courbe qui dépend du nombre d'impulsions et de la cadence des impulsions. Cette courbe n'est autre que la norme et la phase de la double somme dans la variation de réflectivité de l'Eq.3.23. En calculant sa valeur tous les $mT_R$ ($m \in [\![0; (2N-1)+1]\!]$), nous obtenons la norme et la phase de la double somme par lesquels sont respectivement multipliées et déphasées les oscillations Brillouin. Les valeurs sont calculées pour les exemples de la fig.3.30 et tracées dans la fig.3.31.

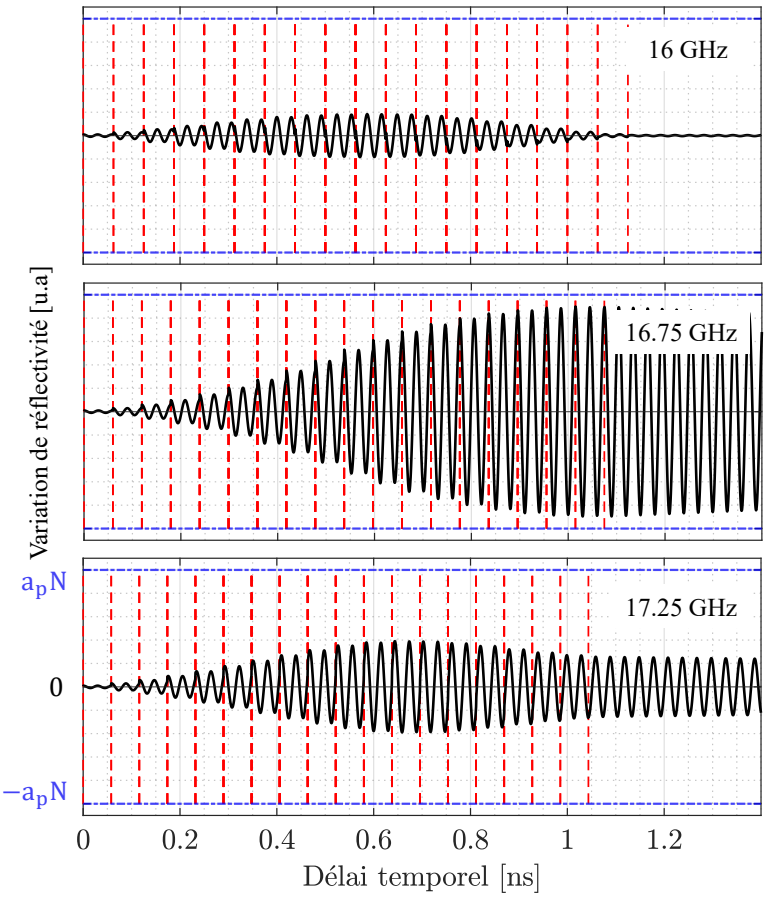


FIGURE 3.30 – Évolution des oscillations Brillouin lors de la superposition pompe-sonde dans une expérience de TDBS multi-impulsionnelle avec la pompe et la sonde : trois cadences différentes autour de $f_B/2$ sont simulées. Les superpositions des impulsions pompes avec celles sondes sont localisées avec les pointillés rouges. Le nombre d'impulsions est 10, $f_B$ = 33.5 GHz et $\alpha_a = 7 \times 10^4$ m$^{-1}$.

### 3.4.4 Conclusion

L'étude théorique développée dans cette partie a permis de mettre en équations les explications physiques faites dans la partie 3.3 à propos de l'expérience de TDBS multi-impulsionnelle : la sensibilité à la cadence des impulsions a pû être mise en équation. Nous avons vu que remplacer l'impulsion unique par une salve d'impulsions a le même impact qu'il soit réalisé sur la génération acoustique ou sur la détection. La seule différence réside dans le fait que la détection multi-impulsionnelle n'amplifie pas l'amplitude des oscillations Brillouin sur les pics. Dans notre expérience de TDBS, la génération et la détection sont multi-impulsionnelles ce qui a pour effet d'accentuer la sensibilité à la fréquence. Les salves d'impulsions pompe et sonde introduisent dans le signal mesuré la superposition pompe-sonde pendant laquelle s'établissent efficacement ou non les oscillations Brillouin. Le modèle théorique de la propagation libre de l'Eq.3.26 sera réutilisé pour être comparé aux mesures expérimentales.

## 3.5 La TDBS multi-impulsionnelle - Montage expérimental

Après avoir présenté le principe de l'expérience de TDBS multi-impulsionnelle et développé un modèle théorique simple, son montage expérimental est mis en place. Pour cela, la source mono-impulsionnelle construite dans le chapitre 2 doit être remplacée par une source laser capable de générer des salves d'impulsions GHz dont le nombre et la cadence sont réglables. Pour se

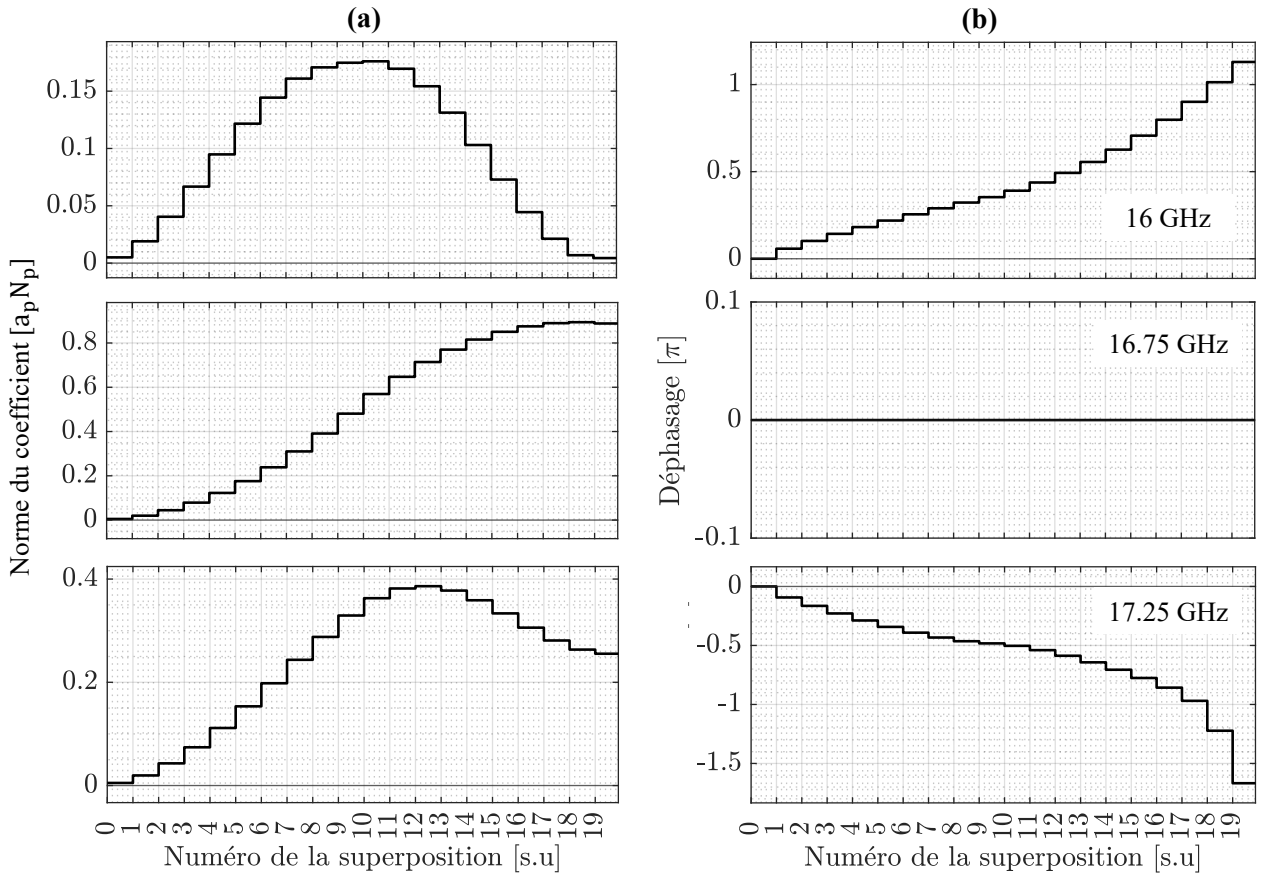


FIGURE 3.31 – Évolution **(a)** de la norme et **(b)** de l'argument (déphasage) de la double somme de l'Eq.3.23 en fonction du numéro m de la superposition. Les cadences et paramètres sont ceux de la fig.3.30

.

rapprocher des conditions expérimentales des mesures mono-impulsionnelles, il est décidé que la cadence des salves soit d'environ 500 kHz, de puissance moyenne égale à 300 mW et que la durée des impulsions soit de l'ordre de 1 ps. Pour cela, le montage expérimental de la source laser mono-impulsionnelle est repris en modifiant certaines parties.

### 3.5.1 Partie fibrée de la source laser multi-impulsionnelle

Comme pour la source laser mono-impulsionnelle, celle à salves (multi-impulsionnelle) est composée d'une partie fibrée suivie d'une autre en espace libre. La partie fibrée à pour rôle de générer les salves d'impulsions, de les mettre en forme et de les amplifier à des niveaux de puissances similaires à ceux de la source mono-impulsionnelle.

#### Source laser initiale à salve GHz

Dans l'expérience de TDBS mono-impulsionnelle, la source laser initiale qui fournit les impulsions uniques est un oscillateur d'Amplitude système de cadence 40.6 MHz, de puissance moyenne 43 mW et centré à 1030 nm. Afin de faire fonctionner la chaine fibrée dans les même conditions, la source laser initiale multi-impulsionnelle doit fournir des salves avec une puissance moyenne, une cadence et une longueur d'onde centrale similaires. En plus de ces conditions s'ajoute le fait que les salves générées doivent être composées d'impulsions dont le nombre et la cadence sont continuellement réglables : de telles propriétés sont réalisables en utilisant le peigne de fréquence électro-optique (PFEO) GigaPico fabriqué dans notre laboratoire. En effet, comme expliqué dans la

partie 1.4 du chapitre 1, le PFEO GigaPico génère un train d'impulsions chirpées centrées à **1030.4 nm** et dont la cadence est continuellement réglable entre **11 GHz** et **18 GHz**. Ainsi, la longueur d'onde centrale étant proche de 1030 nm, les amplificateurs ytterbium de la chaine fibrée mono-impuslionnelle peuvent être utilisés avec GigaPico. De plus, ce dernier assure le réglage continu de la cadence des impulsions dans les salves. Cependant, la sortie de GigaPico est un train continu d'impulsions, il est donc nécessaire d'y découper périodiquement des salves et ce afin de pouvoir les exploiter dans l'expérience de TDBS. Une telle action est réalisée par le *module burst* dont le principe de fonctionnement est expliqué dans la fig.3.32.

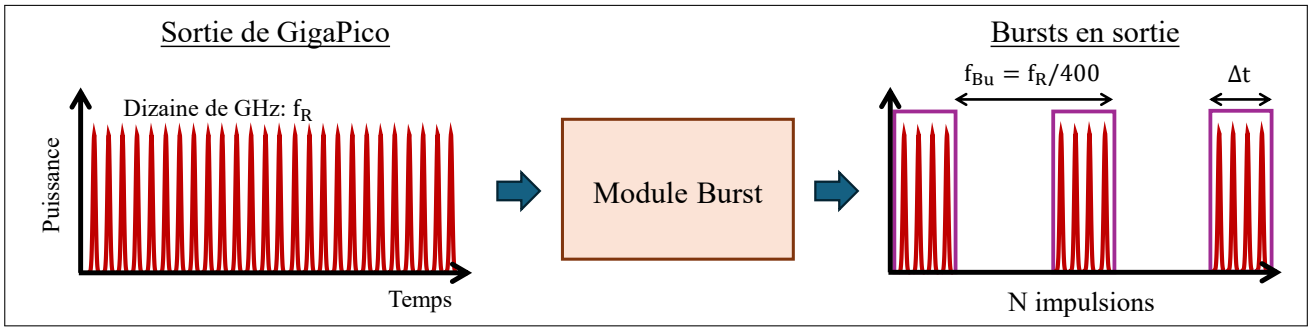


FIGURE 3.32 – Explication schématique de l'action du module burst sur la sortie de GigaPico pour générer des salves d'impulsions.

Comme montré dans la fig.3.32, le module burst découpe des portes de durée Δt dans le train d'impulsions de GigaPico. La durée des portes étant contrôlable, le nombre d'impulsions par salve est par conséquent variable. Pour que la fréquence des portes soit proche de 40.6 MHz, elle est égale à la cadence des impulsions divisée par 400 : comme cette dernière varie entre 11 GHz et 18 GHz, la cadence des salves varie donc entre **27.5 MHz** et **45 MHz**. Le facteur de division est réglé à 400 pour ne pas avoir de dérive temporelle entre les portes et les impulsions optiques. La découpe des salves se fait avec un modulateur d'amplitude intégré dans le module burst dont l'architecture est détaillée dans la fig.3.33.

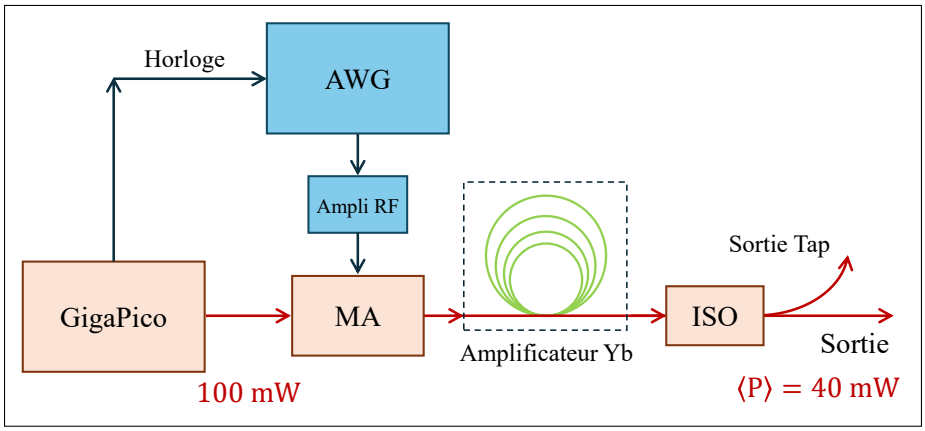


FIGURE 3.33 – Schéma de l'architecture du module burst utilisé pour découper périodiquement des salves d'impulsions. MA : Modulateur d'Amplitude, AWG : Arbitrary Waveform Generator (générateur de signaux arbitraires), RF : Radio Fréquence, ISO : Isolateur.

Le modulateur d'amplitude est un électro-optique (NIR-MX-LN-20, Exail) dont le temps de réponse est de 20 ps ce qui est suffisamment court pour découper des portes rectangulaires plates. Le signal RF du modulateur est généré par un *générateur arbitraire de signaux* (AWG dans la fig.3.33) (AWG7122C, Tektronix) dont la bande passante est de 9.6 GHz, soit un temps de réponse de 100 ps. Le choix d'un AWG rapide répond au besoin d'avoir les portes, donc salves d'impulsions, les plus plates possibles. Il génère un signal rectangulaire dont la durée des portes peut être modifiée : la

bande passante de l'AWG impose une durée minimale d'environ 300 ps, ce qui correspond à un **minimum de 5 impulsions par salve** pour toutes les cadences de GigaPico. L'horloge de l'AWG est synchronisée avec celle de GigaPico (signal de 10 MHz) pour qu'il n'y ai pas de dérive temporelle entre les impulsions optiques et les portes du module burst. Notons qu'il ne s'agit pas d'un signal trigger car l'AWG ne peut pas détecter des signaux de fréquence en dehors de 5-10 GHz. L'amplitude du signal rectangulaire généré par l'AWG vaut 0.8 V ce qui est inférieur à la tension $V_\pi = 3.8$ V du modulateur d'amplitude : il est donc amplifié à $V_\pi$ avec un amplificateur RF ("Ampli RF" dans la fig.3.33) avant d'être envoyé sur l'entrée RF du modulateur électro-optique. La sortie optique de ce dernier est amplifiée par une fibre dopée ytterbium de 6 $\mu$m de diamètre de cœur dont la sortie est soudée à un isolateur pour la protéger des réflexions indésirables. L'amplification compense l'atténuation de la puissance optique induite par les pertes intrinsèques du modulateur et par la découpe des salves dans le train d'impulsions : elle est réglée de telle sorte à avoir **40 mW** en sortie d'isolateur. Les spectres et salves d'impulsions sont mesurés en sortie du module burst pour quatre cadences de GigaPico avec 5 et 20 impulsions par porte : les mesures pour ces deux nombres d'impulsions sont respectivement tracées dans les fig.3.34 et fig.3.35.

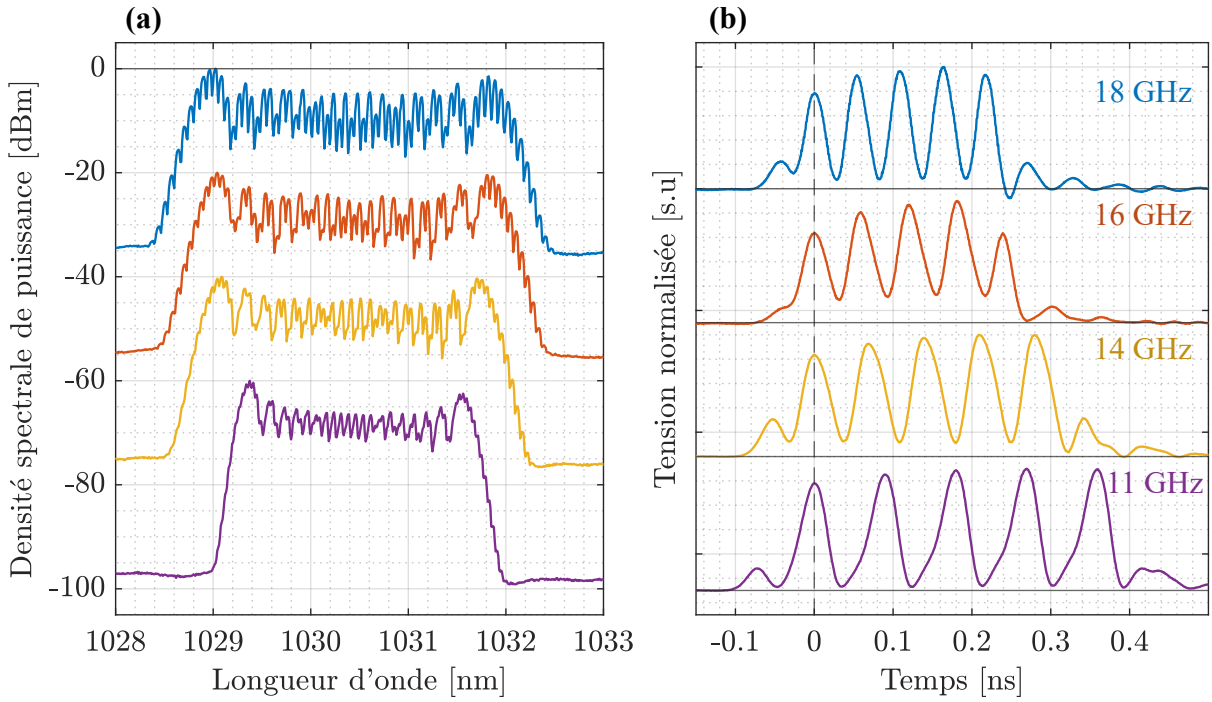


FIGURE 3.34 – **(a)** Spectres et **(b)** salves d'impulsions mesurés en sortie du module burst pour 5 impulsions par portes et quatre cadences différentes. Les spectres sont mesurés avec une résolution de 0.05 nm (Q8384, Advantest) et les salves sur un oscilloscope à échantillonnage (DCA-X86100D, Keysight) avec une photodiode rapide 40 GHz (PD-40-C-DC, Optilab).

Les salves d'impulsions mesurées dans les fig.3.34(b) et 3.35(b) sont relativement plates avec un front de montée arrondi : ce front est sans doute la conséquence des bandes passantes de l'AWG et de l'ampli RF. Les spectres tracés dans les fig.3.34(a) et fig.3.35(a) ont la même forme que ceux mesurés en sortie de GigaPico (voir fig.1.27) et ne semblent pas présenter de SPM. Ainsi, la combinaison de la source GigaPico avec le module burst permet de créer une source laser impulsionnelle à salves : elles sont composées de N impulsions de cadence continuellement variable entre 11 GHz et 18 GHz et dont le nombre N peut être choisi à partir de 5. La cadence des salves dépend de la fréquence de modulation de GigaPico ce qui la fait varier entre 27.5 MHz et 45 MHz : elle est proche de celle de l'oscillateur mono-impulsionnel (40.6 MHz). Enfin, la puissance moyenne en sortie du module burst vaut 40 mW ce qui est proche de celle de l'oscillateur (43 mW). La source multi-impulsionnelle ainsi créée peut remplacer l'oscillateur dans la partie fibrée de la source laser comme montré dans la fig.3.36.

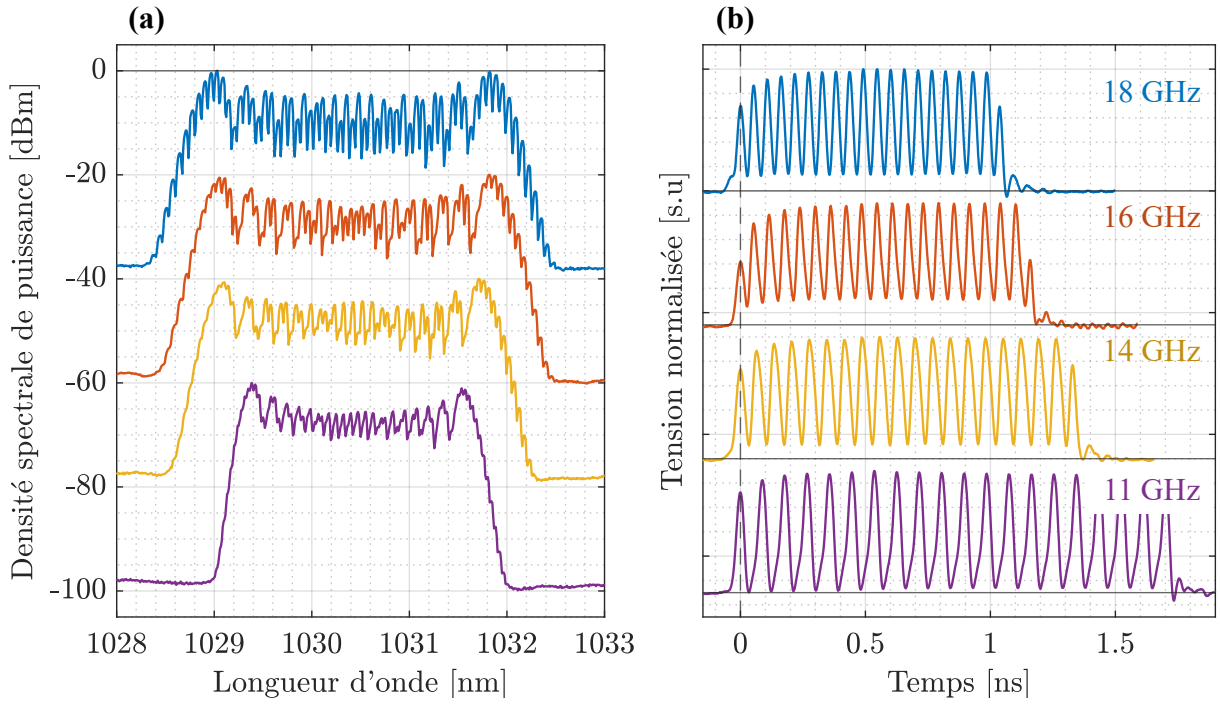


FIGURE 3.35 – **(a)** Spectres et **(b)** salves d'impulsions mesurés en sortie du module burst pour 20 impulsions par portes et quatre cadences différentes. Les spectres sont mesurés avec une résolution de 0.05 nm (Q8384, Advantest) et les salves sur un oscilloscope à échantillonnage (DCA-X86100D, Keysight) avec une photodiode rapide 40 GHz (PD-40-C-DC, Optilab).

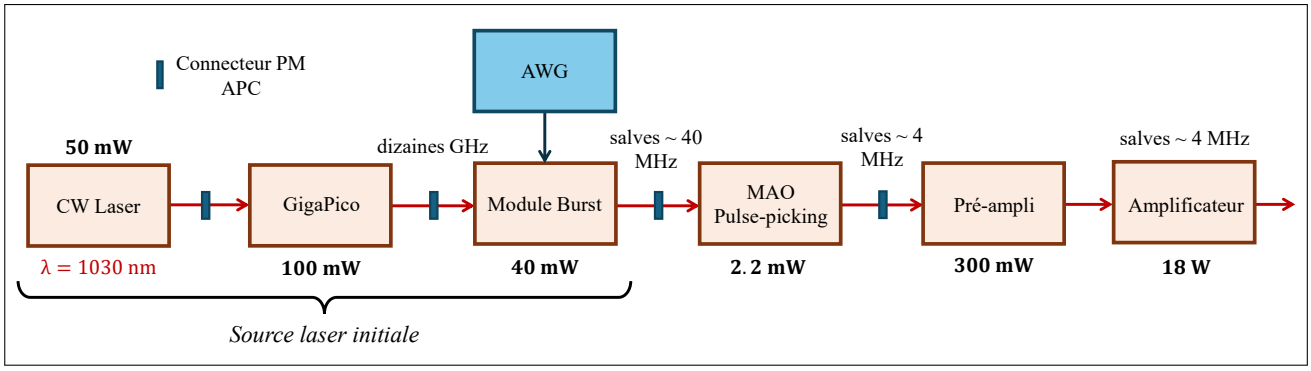


FIGURE 3.36 – Schéma de la partie fibrée de la source laser multi-impulsionnelle.

La fig.3.36 montre que la partie fibrée de la source laser ne change pas à la seule différence que l'étireur fibré entre le MAO et le pré-amplificateur a été retiré car les impulsions sont déjà chirpées et ne peuvent pas être davantage étirées car elles se chevaucheraient. Les salves d'impulsions en sortie du module burst sont divisées en cadence pour préparer la division à la centaine de kHz dans la partie espace libre de la source laser. Le facteur de division vaut 7 donc la cadence des bursts après le MAO varie entre **3.9 MHz** et **6.4 MHz**.

### Le pré-amplificateur

Le rôle du pré-amplificateur est le même que dans le cas du laser mono-impulsionnel : amplifier le signal à 300 mW pour préparer l'amplification haute puissance. Les spectres et salves d'impulsions mesurées en sortie du pré-amplificateur ne présentent pas de SPM et de distorsions des salves : le fonctionnement du pré-amplificateur est donc validé.

**L'amplificateur de puissance**

Les salves pré-amplifiées à 300 mW sont amplifiées à 18 W par le même amplificateur de puissance de l'expérience mono-impulsionnelle : l'objectif est d'avoir suffisamment d'énergie par impulsion pour compenser les pertes du montage en espace libre et pour générer des salves d'impulsions acoustiques. Tout comme avec le pré-amplificateur, le spectre et l'évolution temporel des salves sont mesurés à la sortie de l'amplificateur de puissance avec les mêmes fréquences GigaPico et nombres d'impulsions par burst que dans les fig.3.34 et fig.3.35. Les mesures sont tracées dans les fig.3.37 et fig.3.38.

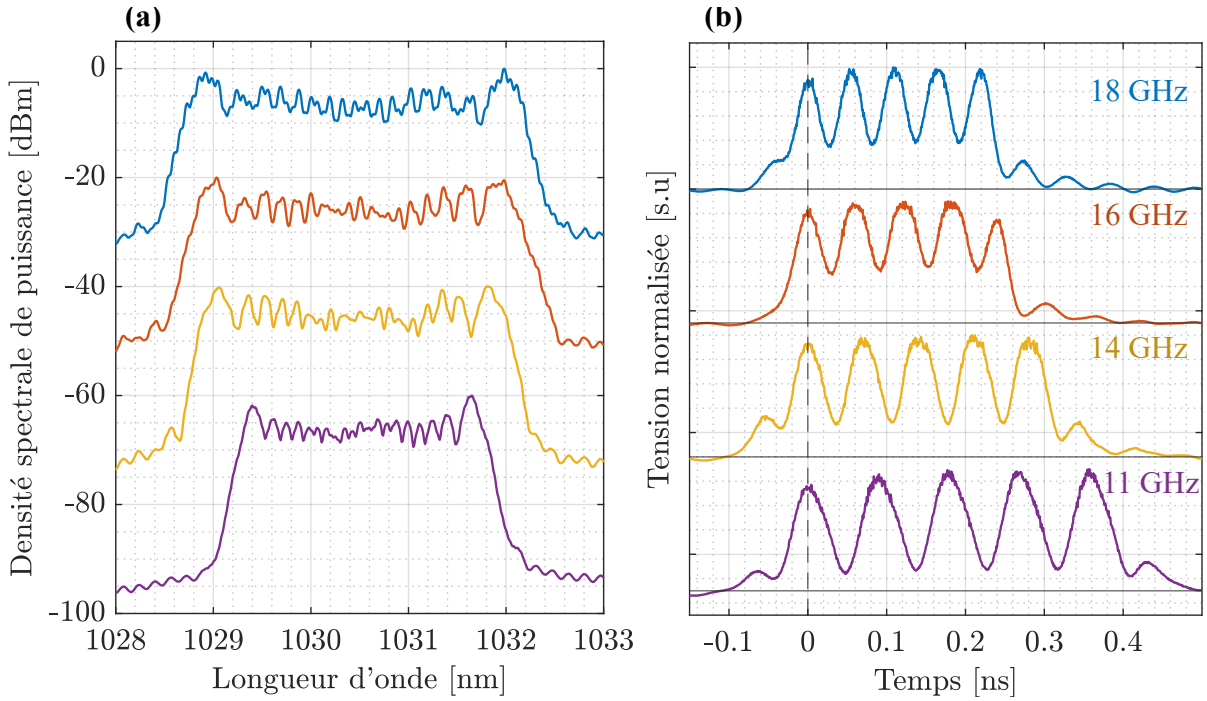


FIGURE 3.37 – **(a)** Spectres et **(b)** salves d'impulsions mesurés en sortie de l'amplificateur de puissance pour 5 impulsions par salves et quatre cadences différentes. Les spectres sont mesurés avec une résolution de 0.05 nm (Q8384, Advantest) et les salves sur un oscilloscope à échantillonnage (DCA-X86100D, Keysight) avec une photodiode rapide 40 GHz (PD-40-C-DC, Optilab).

Les spectres des fig.3.37(a) et fig.3.38(b) ne présentent pas de distorsion.

**Conclusion**

En remplaçant l'oscillateur mono-impulsionnel par le système composé de GigaPico suivi du module burst (voir fig.3.36), la partie fibrée du laser devient une source à salves impulsionnelles : les salves sont plates et composées de N impulsions dont la cadence est continuellement réglable entre **11 GHz** et **18 GHz**. Le nombre d'impulsions N par salve peut être réglé à n'importe quelle valeur **supérieure ou égale à 5**, et ce en modifiant le signal RF généré par l'AWG. La cadence des salves est égale à la fréquence des impulsions GigaPico divisée par 400, donc elle varie entre **3.9 MHz** et **6.4 MHz**. Les impulsions dans les salves sont chirpées et leur durée varie entre **28 ps** et **45 ps**. La puissance moyenne en sortie de l'amplificateur de puissance vaut **18 W**. Une photo de la partie fibrée de la source laser est donnée dans la fig.3.39.

### 3.5.2 Partie espace libre de la source laser multi-impulsionnelle

La cadence des salves en sortie de l'amplificateur de puissance varie dans l'intervalle [3.9 ; 6.4] MHz. Ainsi, comme avec le laser mono-impulsionnel, la cadence des salves doit être divisée par 10

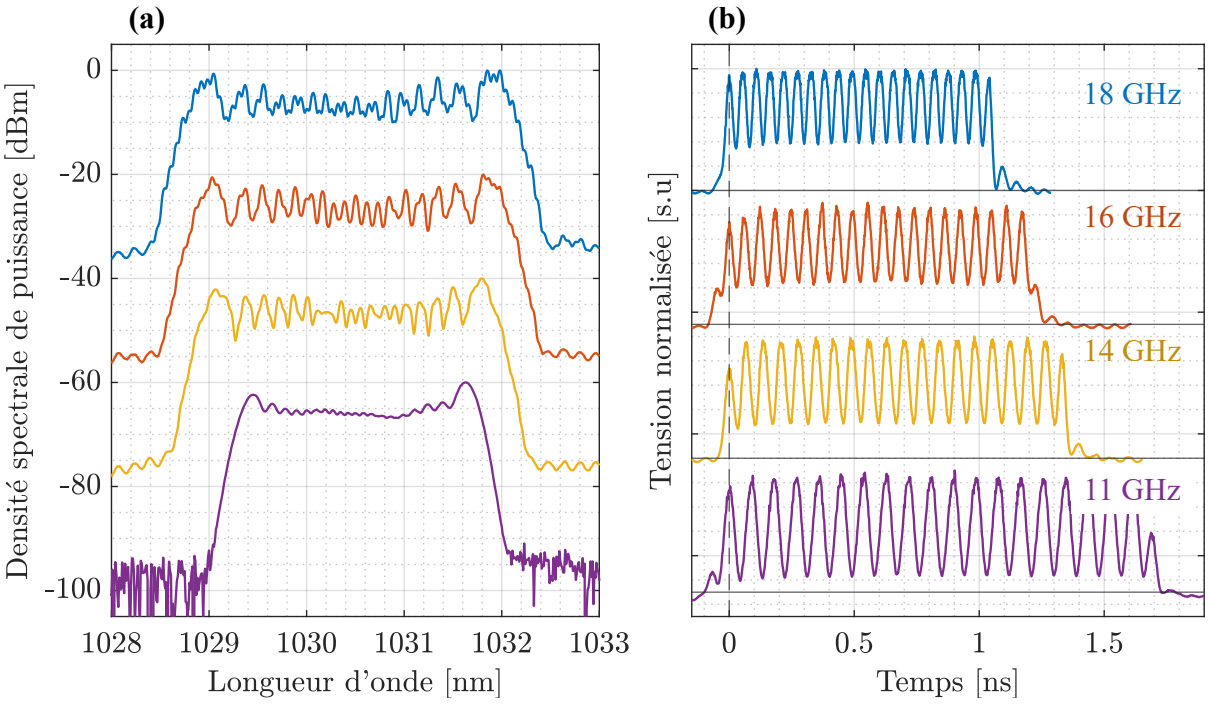


FIGURE 3.38 – **(a)** Spectres et **(b)** salves d'impulsions mesurés en sortie de l'amplificateur de puissance impulsions pour 20 impulsions par salve et quatre cadences différentes. Les spectres sont mesurés avec une résolution de 0.05 nm (Q8384, Advantest) et les salves sur un oscilloscope à échantillonnage (DCA-X86100D, Keysight) avec une photodiode rapide 40 GHz (PD-40-C-DC, Optilab).

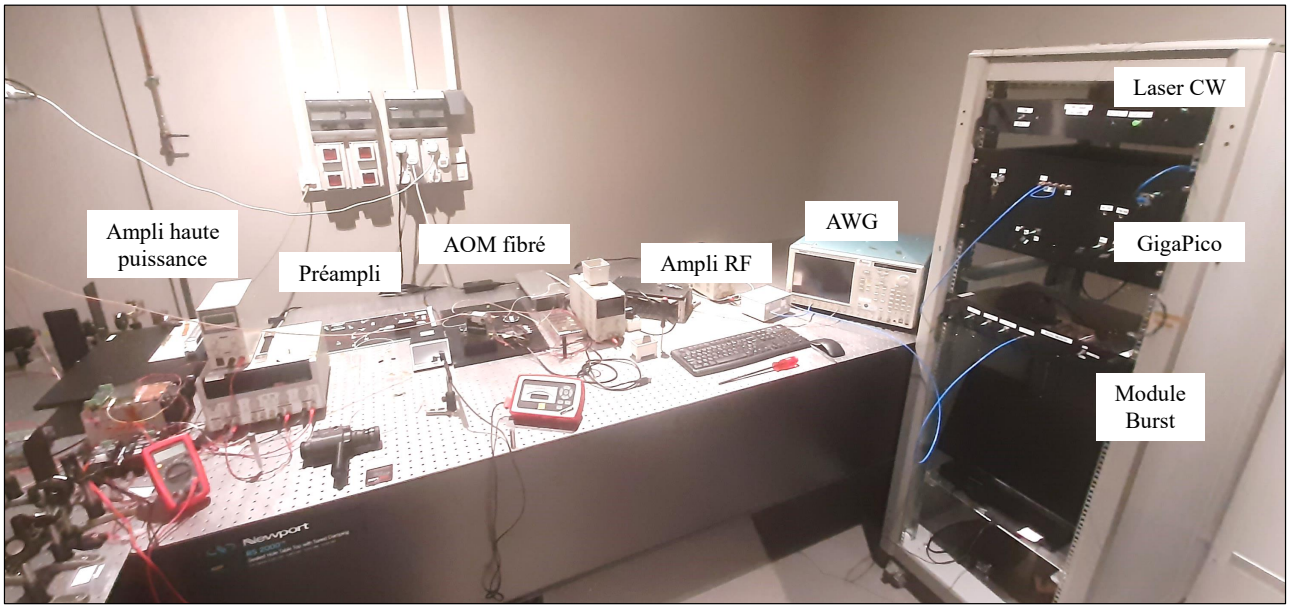


FIGURE 3.39 – Photo de la partie fibrée de la source laser multi-impulsionnelle.

pour s'approcher des 500 kHz : pour cela, le même montage expérimental en espace libre du laser mono-impulsionnel présenté dans la partie 2.3 du chapitre 2 est utilisé. Pour rappel, un schéma de ce montage est donné dans la fig.3.40.

La division de cadence est assurée par le modulateur acoustique haute puissance (MAO dans la fig.3.40) : le facteur de division est 100 donc la cadence des salves en sortie varie dans l'intervalle **[390 ; 640] kHz** en fonction de la cadence des impulsions. Ces dernières sont chirpées donc elles doivent être compressées ce qui est réalisé par le compresseur de Martinez de la fig3.40 : comme le chirp change en fonction de la cadence des impulsions, la distance entre la lentille et le réseau de

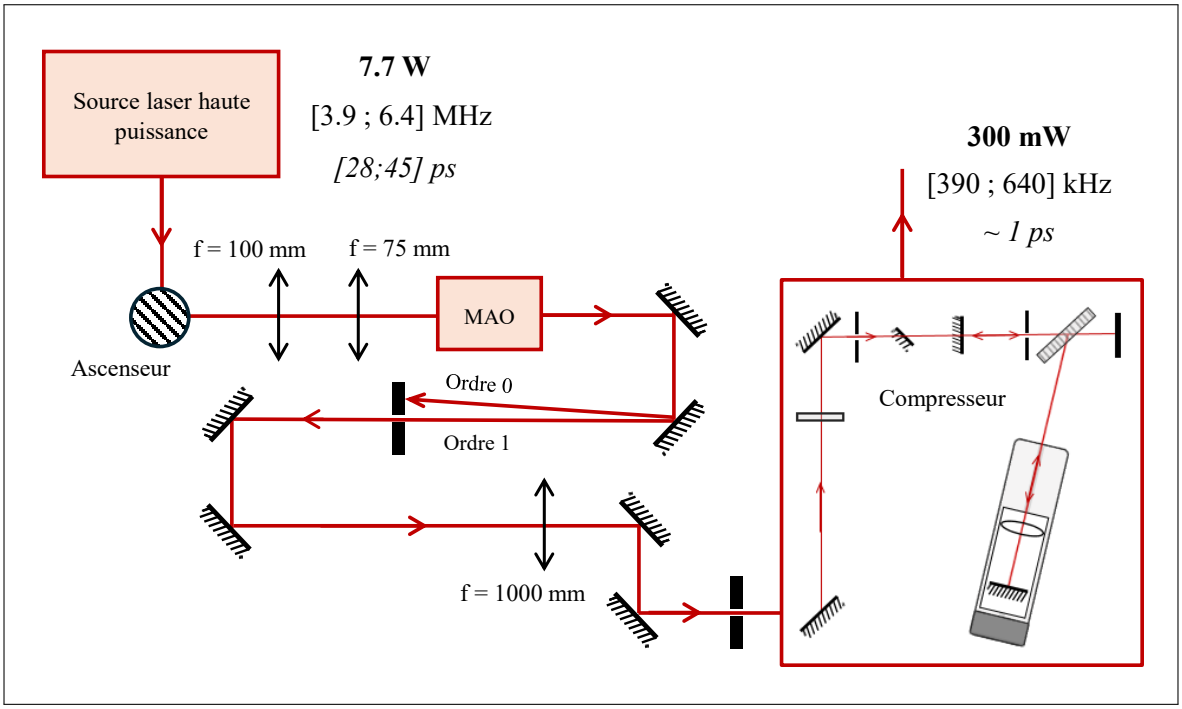


FIGURE 3.40 – Schéma de la partie espace libre de la source laser multi-impulsionnelle.

diffraction du compresseur doit être modifiée. Les auto-corrélations des impulsions compressées sont tracées pour différentes cadences et nombre d'impulsions par salves dans la fig.3.41.

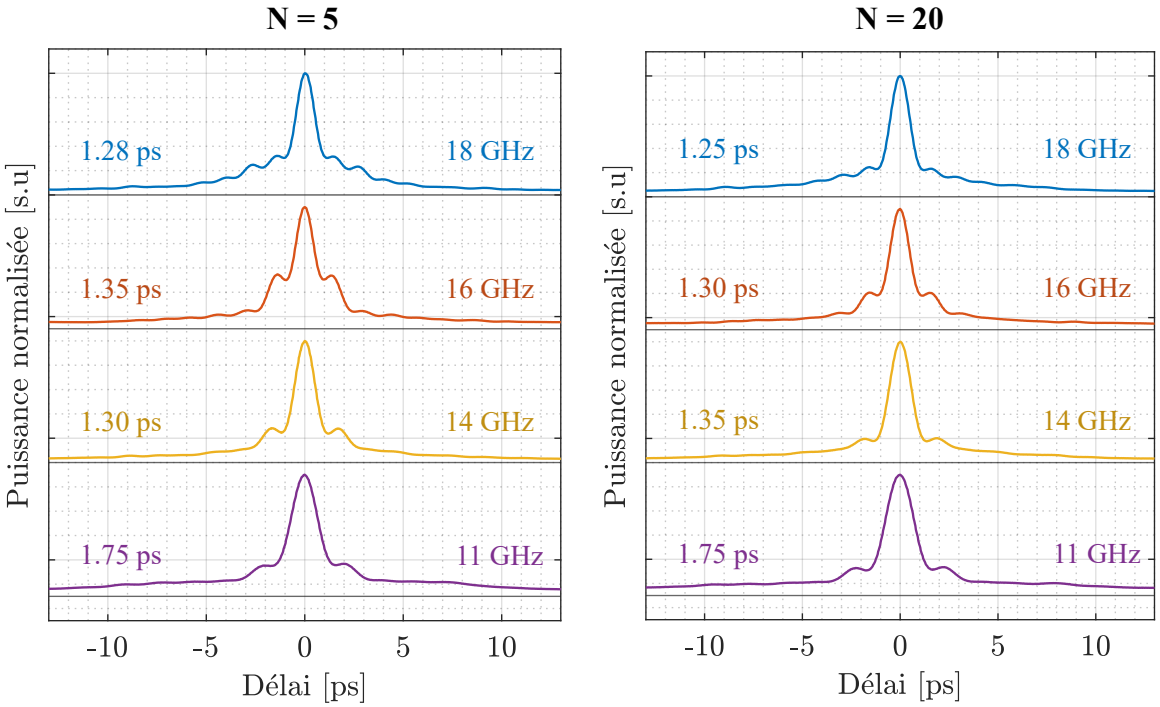


FIGURE 3.41 – Auto-corrélations des impulsions compressées en sortie du compresseur de Martinez pour quatre cadences et 5 et 10 impulsions par salves. Les durées à mi-hauteur des auto-corrélations sont données à droite de chaque courbe.

On constate que les auto-corrélations mesurées avec 5 impulsions par salves ont un piédestal plus important que celle avec 20, cela est particulièrement visible à 14 et 16 GHz : l'origine de ce piédestal est sans doute la SPM qui est plus importante avec 5 impulsions par salves car leur puissance crête est quatre fois plus grande qu'avec 20 impulsions. En se basant sur les durées des

auto-corrélations de la fig.3.41 et les valeurs simulées dans le tableau 1.1 de la partie 1.4.2 du chapitre 1, les durées des impulsions compressées sont de l'ordre de 1 ps pour toutes les cadences ce qui est proche de celle de la source laser mono-impulsionnel. La puissance en sortie du compresseur vaut **300 mW** donc l'énergie par salve varie dans l'intervalle **[470; 770] nJ**, soit une énergie par impulsion variant dans **[94; 154] nJ** pour N = 5 et dans **[23; 38] nJ** pour N = 20 : ces énergies sont suffisantes pour générer des impulsions acoustiques.

### 3.5.3 Conclusion

Pour conclure, une source laser de **300 mW** capable de fournir des salves d'impulsions de cadence comprise dans l'intervalle **[390; 640] kHz** a été développée. Les salves sont composées de N impulsions dont la cadence varie dans **[11; 18] GHz** et dont la durée est de l'ordre de **1 ps**. Le nombre d'impulsions par burst peut être réglé **à partir de 5**. Une caractéristique importante de la source laser est que les salves sont **relativement plates** et que les impulsions les composants sont **colinéaires**. Ces deux propriétés rendent possible son utilisation comme pompe et sonde dans une expérience de TDBS, ce qui représente une nouvelle méthode expérimentale en acoustique picoseconde hypersonique.

## 3.6 Premières mesures de TDBS multi-impulsionnelles

Dans cette partie sont présentés les premiers résultats des mesures de TDBS multi-impulsionnelles : le but des expériences est de vérifier si les oscillations Brillouin peuvent être mesurées avec l'excitation et la détection multi-impulsionelles puis, de comparer le modèle théorique développé dans la partie 3.4 avec les résultats expérimentaux.

Les mesures sont réalisées dans du verre de silice car il présente la plus grande amplitude des oscillations Brillouin parmi les échantillons testés dans la partie 2.5. La fréquence Brillouin à 515 nm dans le verre de silice étant de 33.5 ± 0.8 GHz, la cadence des impulsions est variée autour de la première sous-harmonique Brillouin : $f_B/2$ = 16.75 GHz. Le nombre d'impulsions par salve est testé à 5, 10 et 20. Les paramètres du système de détection synchrone et de la ligne à délai sont les mêmes que ceux des mesures mono-impulsionnelles. À part le compresseur, aucune partie du montage de TDBS n'est changée par rapport aux expériences mono-impulsionnelles. Pour chaque cadence testée, 10 scans sont réalisés puis moyennés.

Comme expliqué dans la partie théorique 3.4, le signal mesuré avec la TDBS multi-impulsionnelle est composé de deux parties. La première partie est la superposition pompe-sonde et la deuxième est la propagation acoustique libre. L'impact de la génération acoustique et de la détection multi-impulsionnelles sur les oscillations Brillouin est étudiée uniquement sur la partie de la propagation acoustique libre.

### 3.6.1 La propagation acoustique libre et cadence des impulsions

Dans cette sous-partie est étudié l'impact de la cadence des impulsions sur l'amplitude des oscillations Brillouin libres, i.e lors de la propagation acoustique libre. Trois nombres d'impulsions par salve sont testés : 5, 10 et 20. Pour chaque mesure, l'amplitude des oscillations Brillouin est mesurée en utilisant la méthode détaillée dans la fig.3.42.

Une mesure typique de signal est tracée dans la fig.3.42(a). La première étape consiste à calculer la valeur de l'instant $t_o$ auquel se termine la superposition pompe-sonde. Pour N impulsions de cadence $f_R$, l'expression de $t_o$ est la suivante :

$$t_o = \frac{N-1}{f_R} \tag{3.28}$$

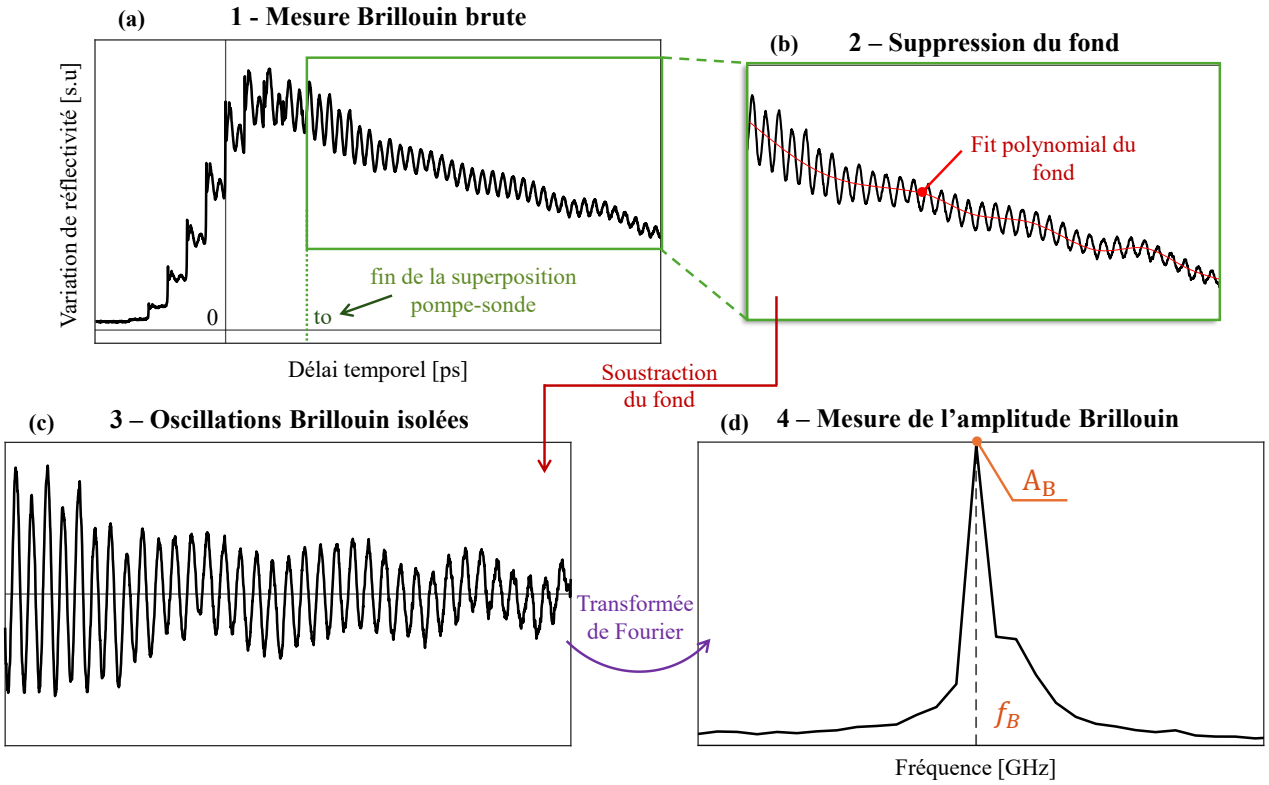


FIGURE 3.42 – Explication schématique de la méthode utilisée pour obtenir l'amplitude des oscillations Brillouin libres d'une mesure de TDBS multi-impulsionnelle.

La partie du signal avant $t_o$ est la superposition pompe-sonde et celle après sont les oscillations Brillouin libres (encadré vert de la fig.3.42(a)) : le signal mesuré avant $t_o$ est supprimé pour ne conserver que la partie Brillouin libre. Comme montré dans la fig.3.42(b), la portion conservée est composée des oscillations Brillouin centrées sur une courbe décroissante. Cette dernière est soustraite du signal en réalisant une régression polynomiale d'ordre 6 (courbe rouge dans la fig.3.42(b)) car elle permet de supprimer le fond sans altérer les oscillations Brillouin. Après la soustraction, les oscillations Brillouin sont centrées sur zéro et isolées (voir fig.3.42(c)) : leur amplitude est calculée par le biais de la transformée de Fourier (voir fig.3.42(d)). Comme les parties de propagation libre changent de durée quand la cadence varie (voir Eq.3.28), elles sont raccourcies à la durée minimale, atteinte pour la cadence la plus basse, afin de ne pas biaiser l'amplitude du pic dans la transformée de Fourier. Pour un nombre d'impulsions fixé, le protocole de la fig.3.42 est suivi pour obtenir l'évolution de l'amplitude Brillouin en fonction de la cadence : les résultats pour les trois nombres d'impulsions sont présentés dans les parties suivantes.

### Cas de 5 impulsions par salve

Le nombre d'impulsions par salve est fixé à 5 et l'amplitude Brillouin est mesurée aux cadences suivantes : 15.75 GHz, 16.25 GHz, 16.75 GHz, 17.25 GHz et 17.75 GHz. La durée des portes du module burst est réglée à environ 300 ps. La puissance moyenne sur l'échantillon vaut $\mathbf{P_p = 33\ mW}$ pour la pompe et $\mathbf{P_s = 175\ \mu W}$ pour la sonde : les énergies par salve, par impulsion et les fluences énergétiques de la pompe pour chaque cadence sont données dans le tableau 3.1.

Les signaux Brillouin mesurés pour chaque cadence sont tracés dans la fig.3.43.

Les deux parties du signal Brillouin peuvent être observées dans les graphiques de la fig.3.43 : la particularité des mesures avec 5 impulsions par salve est que l'entièreté de la superposition pompe-sonde est mesurée. Cette dernière est avant les pointillés courts verticaux. Lors de la superposition, le signal présente une succession de marches d'escalier qui débutent par un pic de réflexion des électrons (indiqués par les flèches rouges pour 15.75 GHz dans la fig.3.43) : chaque

| $f_R$ (GHz) | $f_{Bu}$ (kHz) | $E_{Bu}$ (nJ) | $\sigma_{Bu}$ (mJ.cm$^{-2}$) | $E_p$ (nJ) | $\sigma_p$ ($\mu$J.cm$^{-2}$) |
|---|---|---|---|---|---|
| 15.75 | 393.75 | 168 | 0.53 | 33.6 | 107 |
| 16.25 | 406.25 | 162 | 0.52 | 32.4 | 103 |
| 16.75 | 418.75 | 158 | 0.50 | 31.6 | 101 |
| 17.25 | 431.25 | 153 | 0.49 | 30.6 | 97 |
| 17.75 | 443.75 | 149 | 0.47 | 29.8 | 95 |

TABLE 3.1 – Cadences $f_R$ testées dans l'expérience de TDBS multi-impulsionnelle avec 5 impulsions par salve. $f_{Bu}$ : cadence des salves, $E_{Bu}$ : énergie par salv, $\sigma_{Bu}$ fluence énergétique par salve, $E_p$ : énergie par impulsion pompe, $\sigma_p$ : fluence énergétique par impulsion pompe.

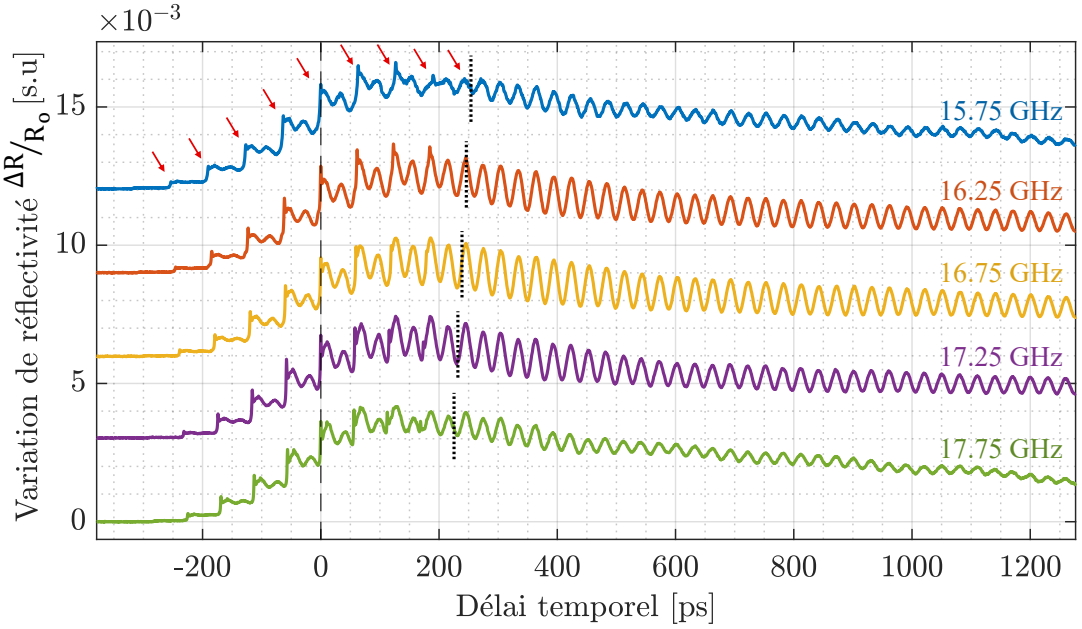


FIGURE 3.43 – Signaux Brillouin mesurés avec 5 impulsions par salve aux cinq cadences différentes. Le temps t = 0 ps est indiqué par les pointillés longs verticaux et la fin de la superposition pompe-sonde est marquée par les pointillés courts verticaux pour chaque cadence. La séparation verticale des courbes est ajoutée manuellement pour faciliter leur visualisation.

marche est la signature d'un échauffement thermique et chaque pic correspond à la superposition d'une impulsion sonde avec une pompe supplémentaire. Comme le montre les pointillés longs verticaux dans la fig.3.43, l'instant t = 0 ps du délai correspond au temps où les pics électroniques des cinq cadences coïncident. Les mesures de la fig.3.43 présentent un fond variant lentement qui est introduit par la thermique. En effet, lors de la superposition pompe-sonde, le film et l'échantillon sont chauffés par la salve d'impulsions pompes puis, à la fin de la superposition, la température décroit lentement par diffusion thermique. Contrairement aux mesures mono-impulsionnelles, la variation de température augmente lentement car la salve pompe chauffe progressivement le film transducteur (et donc l'échantillon).

Les oscillations Brillouin libres commencent après les pointillés courts verticaux dans la fig.3.43 : on constate que leur amplitude change avec la cadence. Afin de mieux s'en rendre compte, les oscillations sont isolées en suivant le protocole de la fig.3.42 et tracées dans la fig.3.44.

On constate dans la fig.3.44(a) que l'amplitude des oscillations Brillouin décroit quand la cadence des impulsions s'éloigne de $f_B/2$ = 16.75 GHz. En utilisant les transformées de Fourier de la fig.3.44(b), l'amplitude Brillouin est tracée en fonction de la cadence des impulsions dans la fig.3.45.

Les amplitudes Brillouin dans la fig.3.45 sont normalisées en les divisant par la valeur maxi-

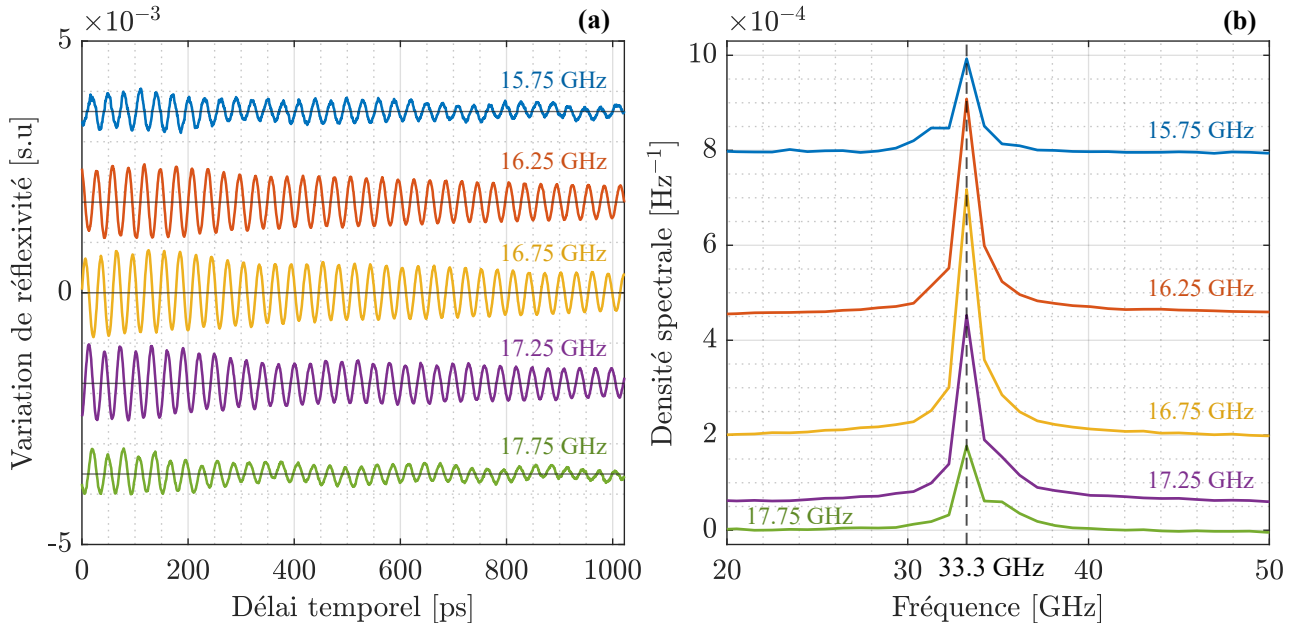


FIGURE 3.44 – **(a)** Oscillations Brillouin libres mesurées pour les cinq cadences avec 5 impulsions par salve. **(b)** Transformées de Fourier des oscillations Brillouin libres. Les séparations verticales sont manuellement introduites pour faciliter la visualisation.

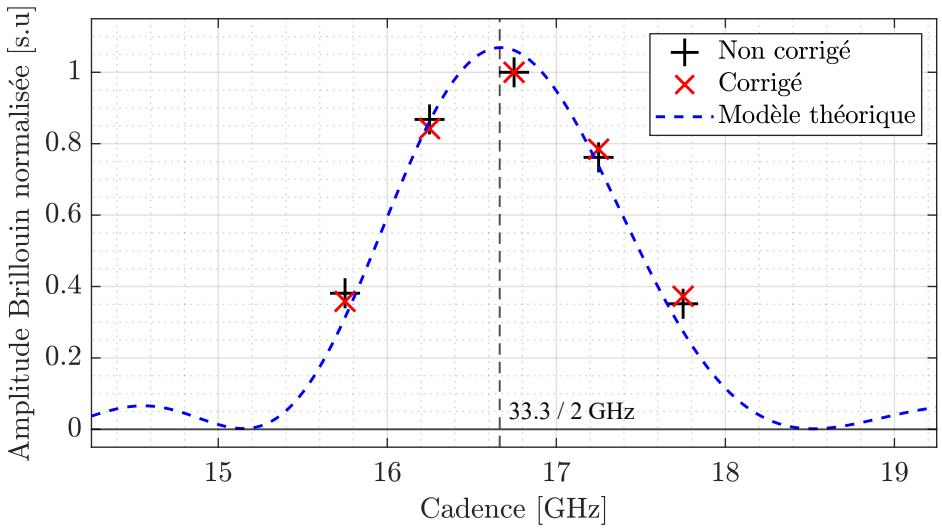


FIGURE 3.45 – Amplitude normalisée des oscillations Brillouin en fonction de la cadence pour 5 impulsions par salve. Les amplitudes sont tracées avec et sans correction énergétique. La régression non linéaire du modèle théorique est tracée en pointillés bleus.

male (atteinte à 16.75 GHz). Les amplitudes sont tracées avec et sans une correction qui prend en compte la légère variation d'énergie par impulsion quand la cadence change. En effet, comme cela peut être observé dans le tableau 3.1, l'énergie par impulsion pompe varie d'environ 11 % entre les cadences extrêmes (15.75 GHz et 17.75 GHz). Cette variation n'ayant pas été anticipée lors des mesures Brillouin, l'amplitude des impulsions acoustiques générées change en fonction de la cadence. En supposant que le régime de génération est linéaire, les impulsions acoustiques générées à 15.75 GHz sont donc 11 % plus intenses que celles à 17.75 GHz. Pour retirer ce biais des mesures, les amplitudes Brillouin mesurées sont multipliées par le facteur suivant :

$$\frac{E_{16.75}}{E_{f_R}} = \frac{f_R[\text{GHz}]}{16.75}$$

Les termes $E_{16.75}$ et $E_{f_R}$ sont respectivement les énergies par impulsions à 16.75 GHz et $f_R$.

Les amplitudes Brillouin tracées en fonction de la cadence dans la fig3.45 suivent une courbe en cloche centrée autour de 16.75 GHz. On retrouve le pic à $f_B/2$ prédit par la théorie de la partie 3.4. Une régression non linéaire des mesures est réalisée sur l'expression théorique du coefficient (normalisé par $N^2$) multipliant l'amplitude des oscillations Brillouin :

$$\left|\gamma'_N(\theta)\right| = \frac{1}{N^2}\left|e^{\theta(N-1)}S_N^2(\theta)\right| \tag{3.29}$$

où

$$S_N(\theta) = \frac{\mathrm{sh}\left(N\theta\frac{1}{2}\right)}{\mathrm{sh}\left(\theta\frac{1}{2}\right)}$$

et

$$\theta = \frac{1}{f_R}\left(\frac{\lambda_s f_B}{2n_s}\alpha_a + 2i\pi f_B\right)$$

$N = 5$ est le nombre d'impulsions par salve, $f_B$ est la fréquence Brillouin, $\lambda_s = 515$ nm est la longueur d'onde de la sonde, $n_s = 1.4615$ est l'indice optique du verre de silice à 515 nm et $\alpha_a = 7 \times 10^4$ m$^{-1}$ est le coefficient d'atténuation acoustique en amplitude à 30 GHz dans le verre de silice [111, 112, 179]. La régression est réalisée sur la fonction suivante :

$$f(f_R) = a\left|\gamma'_N(f_B)\right| \tag{3.30}$$

Les termes $\lambda_s$, $n_s$, $\alpha_a$ et N sont fixés et les paramètres calculés par la régression sont la fréquence Brillouin $f_B$ et a, un réel positif pour prendre en compte la normalisation des amplitudes. La variables de la fonction f est la cadence $f_R$ des impulsions. Dans le cas des mesures de la fig.3.45, les résultats de la régression non linéaire sont les suivants :

$$\begin{cases} a = 1.3 \pm 0.2 \\ f_B = 33.3 \pm 0.2 \text{ GHz} \\ R^2 = 0.96 \end{cases}$$

Le coefficient $R^2$ de la régression étant proche de 1, elle peut être considérée fiable. La fréquence Brillouin calculée est proche de celle mesurée avec l'expérience mono-impulsionnelle (33.5 ± 0.8 GHz) et leurs barres d'incertitude se recouvrent. Les incertitudes relatives de $f_B$ et a de la régression non linéaire sont respectivement de 0.6 % et 15 %. Les régressions réalisées sur les amplitudes Brillouin avec et sans correction énergétique donnant les mêmes résultats, on en conclu que la variation d'énergie n'est pas significative et peut être ignorée pour étudier l'amplitude Brillouin.

#### Cas de 10 impulsions par salve

Le nombre d'impulsions par salve est fixé à 10 et l'amplitude Brillouin est mesurée aux mêmes cadences que 5 impulsions. La durée des portes du module burst est réglée à environ 600 ps. La puissance moyenne sur l'échantillon vaut $\mathbf{P_p = 33\ mW}$ pour la pompe et $\mathbf{P_s = 175\ \mu W}$ pour la sonde. Les énergies par salve, par impulsion et les fluences énergétiques de la pompe pour chaque cadence sont données dans le tableau 3.2.

Les conditions et paramètres expérimentaux sont les mêmes que pour 5 impulsions par salve. Les signaux Brillouin mesurés pour chaque cadence sont tracés dans la fig.3.46.

La superposition pompe-sonde (avant les pointillés courts dans la fig.3.46) n'est pas entièrement mesurée avec 10 impulsions car elle est plus longue et commence plus tôt que dans le cas de 5 impulsions. Le fond thermique évolue plus lentement que dans la fig.3.43 car la salve d'impulsions pompes est plus longue. Les oscillations Brillouin libres isolées sont tracées dans la fig.3.47.

| $f_R$ (GHz) | $f_{Bu}$ (kHz) | $E_{Bu}$ (nJ) | $\sigma_{Bu}$ (mJ.cm$^{-2}$) | $E_p$ (nJ) | $\sigma_p$ ($\mu$J.cm$^{-2}$) |
|---|---|---|---|---|---|
| 15.75 | 393.75 | 168 | 0.53 | 16.8 | 53.5 |
| 16.25 | 406.25 | 162 | 0.52 | 16.2 | 51.5 |
| 16.75 | 418.75 | 158 | 0.50 | 15.8 | 50.5 |
| 17.25 | 431.25 | 153 | 0.49 | 15.3 | 49.5 |
| 17.75 | 443.75 | 149 | 0.47 | 14.9 | 47.5 |

TABLE 3.2 – Cadences $f_R$ testées dans l'expérience de TDBS multi-impulsionnelle avec 10 impulsions par salve. $f_{Bu}$ : cadence des salves, $E_{Bu}$ : énergie par salve, $\sigma_{Bu}$ fluence énergétique par salve, $E_p$ : énergie par impulsion pompe, $\sigma_p$ : fluence énergétique par impulsion pompe.

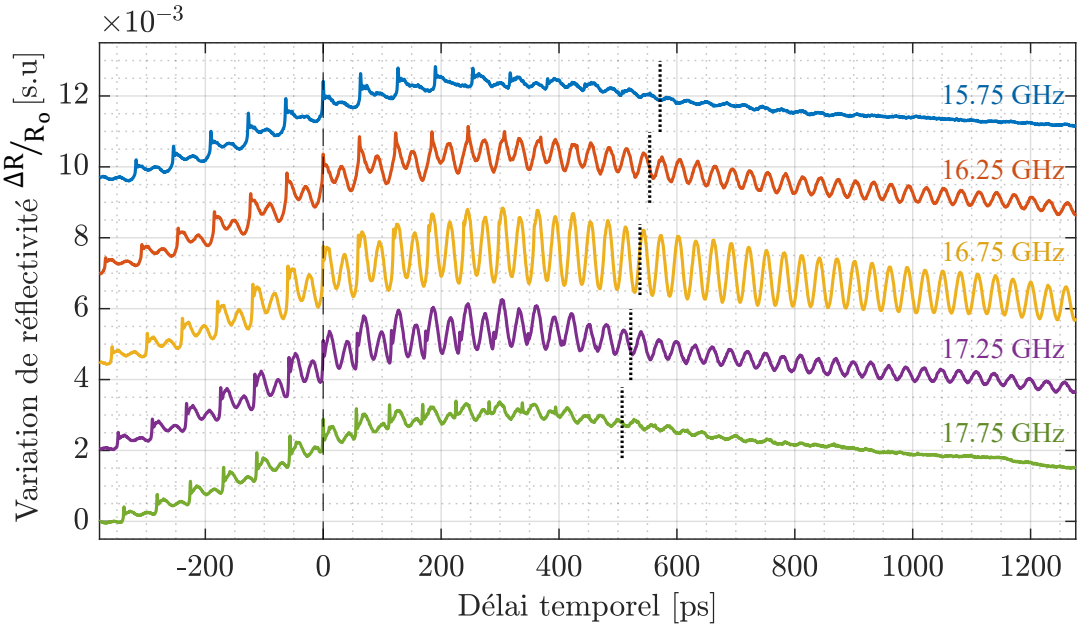


FIGURE 3.46 – Signaux Brillouin mesurés avec 10 impulsions par salve pour cinq cadences différentes. Le temps t = 0 ps est indiqué par les pointillés longs verticaux et la fin de la superposition pompe-sonde est marquée par les pointillés courts verticaux pour chaque cadence. La séparation verticale des courbes est ajoutée manuellement pour faciliter leur visualisation.

L'amplitude des oscillations Brillouin libres de la fig.3.47(a) décroit quand la cadence des impulsions s'éloigne de $f_B/2$ = 16.75 GHz : cette observation est confirmée par les transformées de Fourier de la fig.3.47. L'amplitude Brillouin est mesurée à partir de ces dernières et tracée en fonction de la cadence des impulsions dans la fig.3.48.

Le pic est plus fin que dans le cas avec 5 impulsions ce qui est cohérent avec la théorie de la partie 3.4. En réalisant une régression non linéaire du modèle théorique 3.29 avec les amplitudes Brillouin mesurées, les paramètres obtenus sont les suivants :

$$\begin{cases} a = 1.6 \pm 0.2 \\ f_B = 33.4 \pm 0.1 \text{ GHz} \\ R^2 = 0.99 \end{cases}$$

Le coefficient $R^2$ indique que la régression est fiable. Les incertitudes relatives de $f_B$ et a sont respectivement de 0.3 % et 13 %. La fréquence Brillouin obtenue avec la régression est proche de celle mesurée avec la TDBS mono-impulsionnelle (33.5 ± 0.8 GHz) et de celle obtenue avec 5 impulsions par salve. Le coefficient a est supérieur à celui de la régression avec 5 impulsions par salve, sans doute parce que l'effet de l'atténuation acoustique est plus important avec 10 impulsions.

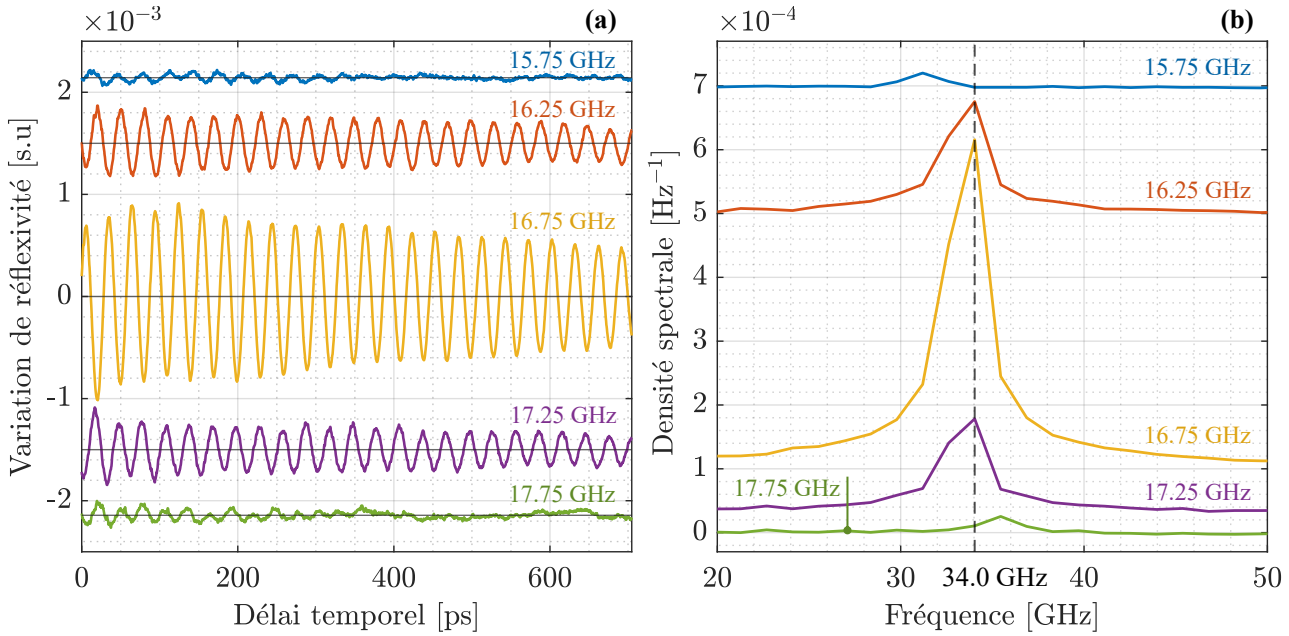


FIGURE 3.47 – **(a)** Oscillations Brillouin libres mesurées pour les cinq cadences avec 10 impulsions par salve. **(b)** Transformées de Fourier des oscillations Brillouin libres. Les séparations verticales sont manuellement introduites pour faciliter la visualisation.

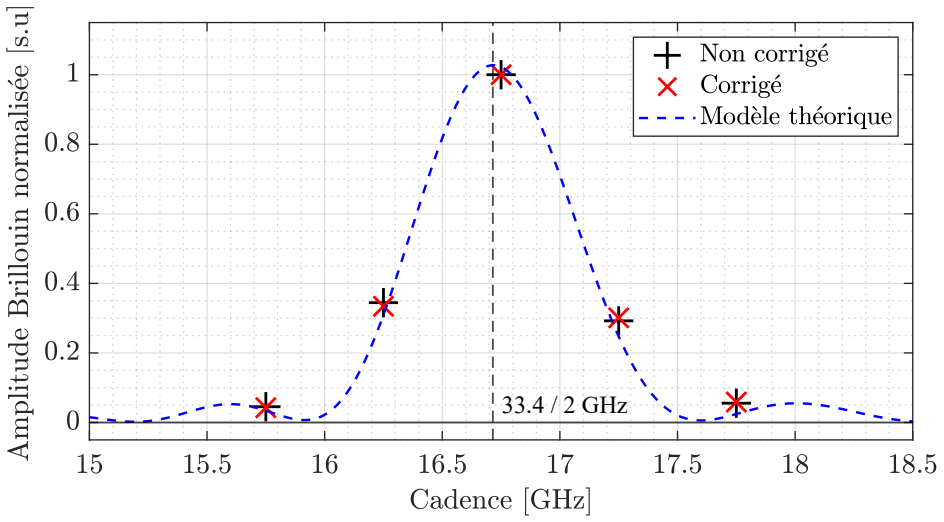


FIGURE 3.48 – Amplitude normalisée des oscillations Brillouin en fonction de la cadence pour 10 impulsions par salve. La régression non linéaire sur le modèle théorique est tracée en pointillés bleus.

### Cas de 20 impulsions par salve

Le nombre d'impulsions par salve est fixé à 20 et l'amplitude Brillouin est mesurée aux cadences suivantes : 16.25 GHz, 16.50 GHz, 16.75 GHz, 17.00 GHz et 17.25 GHz. La bande de cadences testée est plus courte qu'avec 5 et 10 impulsions car le pic autour de la fréquence $f_B/2$ est plus fin. La durée des portes du module burst est réglée à environ 1.2 ns. La puissance moyenne sur l'échantillon vaut $\mathbf{P_p = 33\ mW}$ pour la pompe et $\mathbf{P_s = 175\ \mu W}$ pour la sonde. Les énergies par salve, par impulsion et les fluences énergétiques de la pompe pour chaque cadence sont données dans le tableau 3.3.

Les conditions et paramètres expérimentaux sont les mêmes que pour 5 impulsions par salve. La seule différence réside dans le fait que le bras sonde a du être rallongé pour mesurer les oscillations Brillouin libres car la superposition pompe-sonde dure 2.4 ns et recouvrait l'entièreté du

| $f_R$ (GHz) | $f_{Bu}$ (kHz) | $E_{Bu}$ (nJ) | $\sigma_{Bu}$ (mJ.cm$^{-2}$) | $E_p$ (nJ) | $\sigma_p$ ($\mu$J.cm$^{-2}$) |
|---|---|---|---|---|---|
| 16.25 | 406.25 | 162 | 0.52 | 8.1 | 26 |
| 16.50 | 412.5 | 160 | 0.51 | 8 | 25.5 |
| 16.75 | 418.75 | 158 | 0.50 | 7.9 | 25 |
| 17.00 | 425 | 155 | 0.49 | 7.8 | 24.5 |
| 17.25 | 431.25 | 153 | 0.49 | 7.7 | 24 |

TABLE 3.3 – Cadences $f_R$ testées dans l'expérience de TDBS multi-impulsionnelle avec 20 impulsions par salve. $f_{Bu}$ : cadence des salves, $E_{Bu}$ : énergie par salve, $\sigma_{Bu}$ fluence énergétique par salve, $E_p$ : énergie par impulsion pompe, $\sigma_p$ : fluence énergétique par impulsion pompe.

scan temporel. Les signaux Brillouin mesurés pour chaque cadence sont tracés dans la fig.3.49.

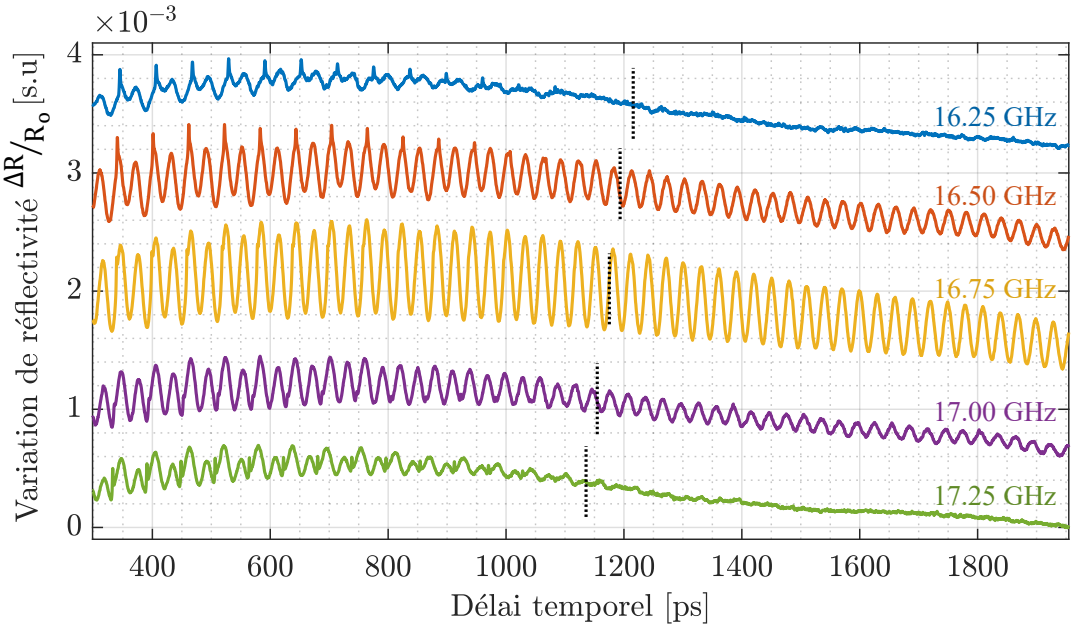


FIGURE 3.49 – Signaux Brillouin mesurés avec 20 impulsions par salve pour cinq cadences différentes. La fin de la superposition pompe-sonde est marquée par les pointillés courts verticaux pour chaque cadence. La séparation verticale des courbes est ajoutée manuellement pour faciliter leur visualisation.

La superposition pompe-sonde (avant les pointillés courts dans la fig.3.49) n'est pas entièrement mesurée avec 20 impulsions car elle est trop longue pour être mesurée entièrement avec les oscillations Brillouin libres. C'est pour cette raison que le temps t = 0 ps n'est pas mesuré dans les signaux de la fig.3.49. Il est déduit à partir du délai entre les pics des électrons de chaque cadence. Le fond thermique évolue lentement car la salve d'impulsions pompes est plus longue. Les oscillations Brillouin libres isolées sont tracées dans la fig.3.50.

L'amplitude des oscillations Brillouin libres de la fig.3.50(a) décroit quand la cadence des impulsions s'éloigne de $f_B/2$ = 16.75 GHz. Cette observation est confirmée par les transformées de Fourier de la fig.3.50(b) : l'amplitude Brillouin est mesurée à partir de ces dernières et tracée en fonction de la cadence des impulsions dans la fig.3.51.

Le pic centré à $f_B/2$ est plus fin que dans le cas avec 5 et 10 impulsions ce qui est cohérent avec la théorie de la partie 3.4. En réalisant une régression non linéaire du modèle théorique 3.29 avec les amplitudes Brillouin mesurées, les paramètres obtenus sont les suivants :

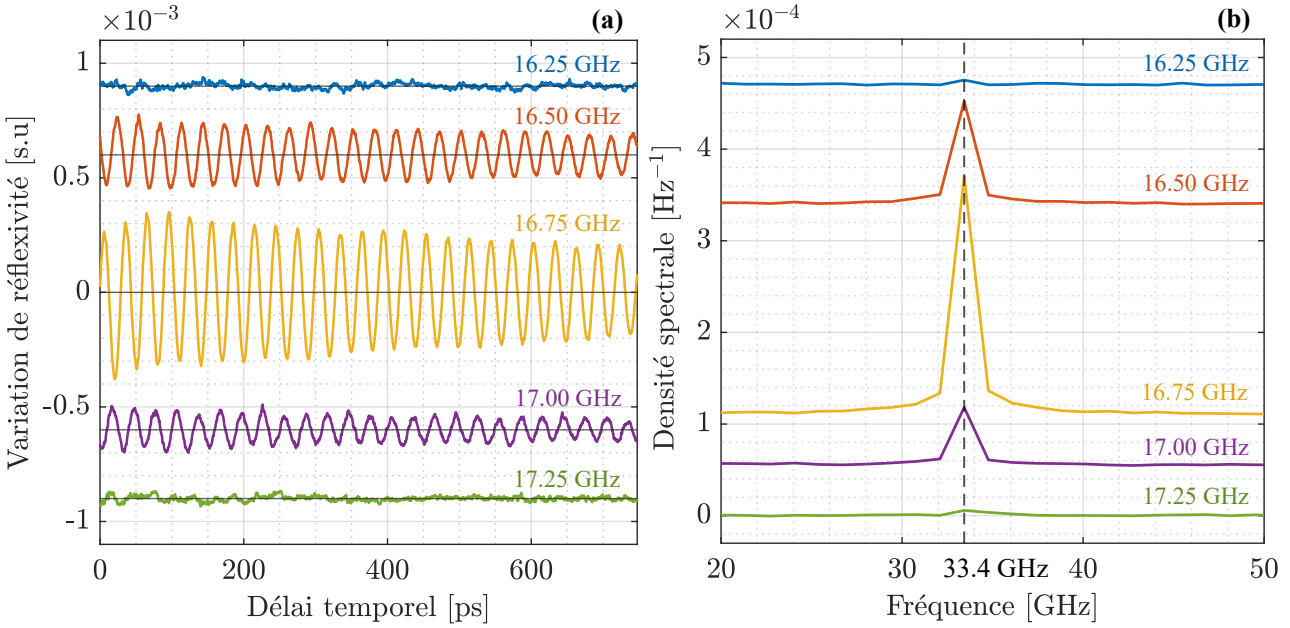


FIGURE 3.50 – **(a)** Oscillations Brillouin libres mesurées pour les cinq cadences avec 20 impulsions par salve. **(b)** Transformées de Fourier des oscillations Brillouin libres. Les séparations verticales sont manuellement introduites pour faciliter la visualisation.

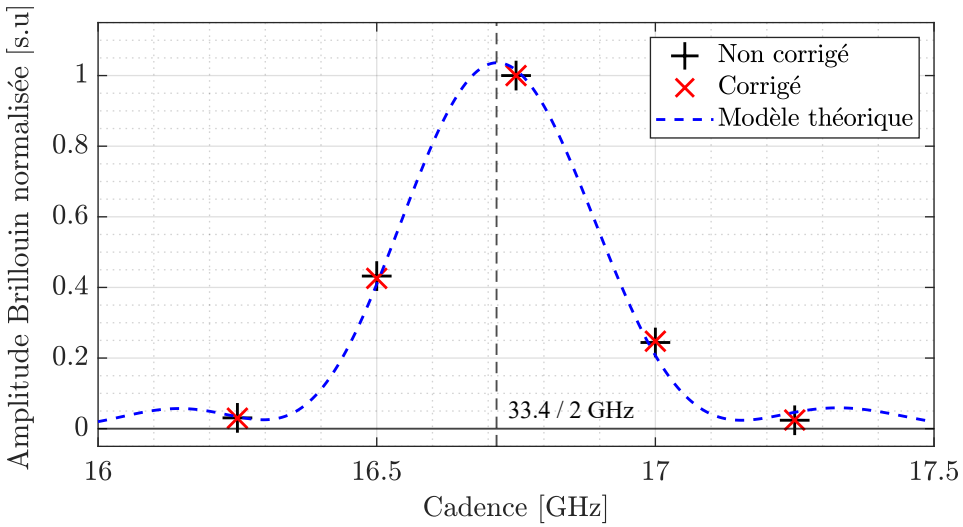


FIGURE 3.51 – Amplitude normalisée des oscillations Brillouin en fonction de la cadence pour 20 impulsions par salve. La régression non linéaire sur le modèle théorique est tracée en pointillés bleus.

$$\begin{cases} a = 2.4 \pm 0.2 \\ f_B = 33.43 \pm 0.04 \text{ GHz} \\ R^2 = 0.99 \end{cases}$$

Le coefficient $R^2$ dindique que la régression non linéaire est fiable. Les incertitudes relatives de $f_B$ et a sont respectivement de 0.1 % et 8.3 %. La fréquence Brillouin obtenue avec la régression est proche de celle mesurée avec la TDBS mono-impulsionnelle (33.5 ± 0.8 GHz) et avec les mesures multi-impulsionnelles faites avec 5 et 10 impulsions par salve. L'incertitude relative sur $f_B$ est plus petite avec 20 impulsions par salve car le pic est plus fin. Le paramètre a est supérieur à ceux calculés avec 5 et 10 impulsions car l'atténuation acoustique a plus d'impact sur l'amplitude Brillouin quand les salves sont plus longues.

**Résumé**

Les évolutions de l'amplitude Brillouin normalisée en fonction de la cadence mesurées pour les trois nombres d'impulsions par salve sont superposées dans la fig.3.52.

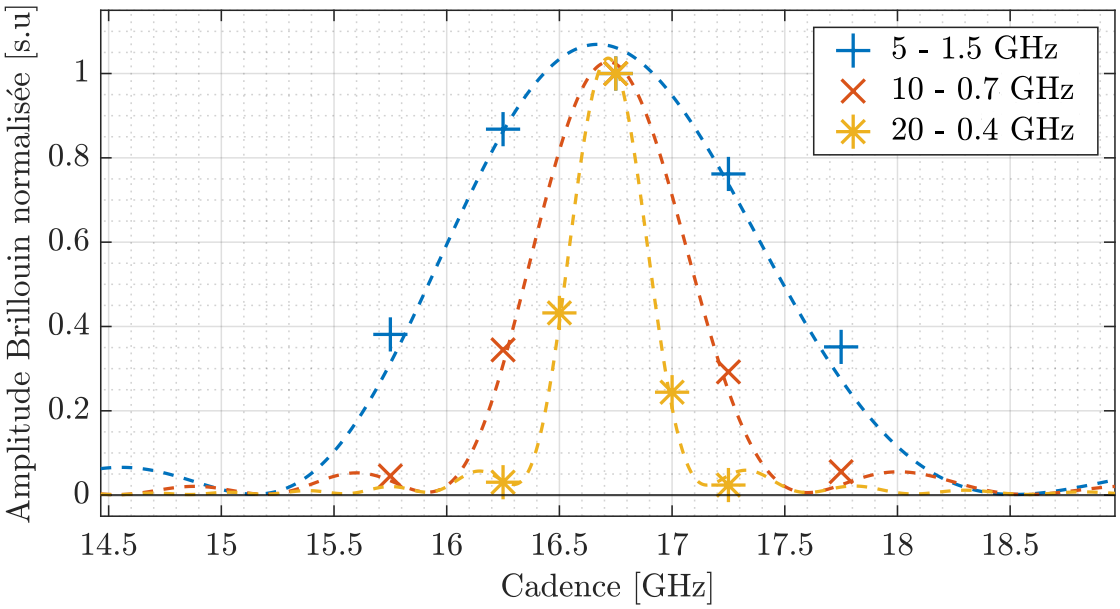


FIGURE 3.52 – Amplitude Brillouin normalisée en fonction de la cadence mesurée pour 5, 10 et 20 impulsions par salve. Les amplitudes tracées ne sont pas corrigées en énergie. Les régressions non linéaires avec le modèle théorique de l'Eq.3.29 sont tracées en pointillés : leurs largeurs à mi-hauteur sont données dans la légende.

Les mesures de la fig.3.52 mettent en évidence l'affinement du pic quand le nombre d'impulsions par salve augmente : cela rejoint ce qui a été observé dans le modèle théorique de la partie 3.4 où augmenter le nombre d'impulsions rend la mesure plus sensible à la cadence. Une telle propriété peut s'expliquer par le fait que quand le nombre d'impulsions par salve augmente, la durée de ces dernière aussi donc le temps de mesure est plus long : par conséquent, la mesure devient plus sensible à la cadence. Les fréquences Brillouin obtenues avec les régressions non-linéaires pour chaque nombre d'impulsions sont cohérentes entre elles et varient autour de 33.4 GHz ce qui est proche de la valeur mesurée en mono-impulsionnel. Il est intéressant de noter que toutes les mesures multi-impulsionnelles donnent une fréquence Brillouin inférieure à celle de la mesure classique ce qui signifierait que la véritable valeur est inférieure à 33.5 GHz : les mesures en provenance de la littératures dans la partie 2.5 vont dans ce sens. Les coefficients $R^2$ des régressions sont supérieurs à 0.95 : nous en déduisons donc que le modèle théorique décrit correctement la dépendance de l'amplitude Brillouin par rapport à la cadence et au nombre d'impulsions par salve. Enfin, les mesures réalisées dans le verre de silice montrent qu'un signal Brillouin peut être mesuré en multi-impulsionnel en balayant la cadence autour de $f_B/2$. Les mesures multi-impulsionnelles réalisées dans cette partie montrent qu'il est possible de rendre la mesure de TDBS sensible à la fréquence, ce qui n'est pas le cas des mesures classiques mono-impulsionnelles.

Cependant, plusieurs limites sont à souligner. La première est que les incertitudes relatives du paramètre "a" calculées dans les régressions sont de l'ordre de 10 % : une telle valeur pourrait indiquer que le modèle théorique ne modélise pas fidèlement les mesures multi-impulsionelles. De plus, en raison du dépointage lent de l'amplificateur haute puissance, seul cinq cadences ont pu être testées ce qui est peu pour évaluer la fiabilité du modèle théorique. Enfin, nous ne connaissons pas l'incertitude de la mesure de l'amplitude Brillouin (incertitude verticale des points de la fig.3.52).

Les évolutions de l'amplitude Brillouin non normalisée (absolue) pour les trois nombres d'impulsions sont tracées dans la fig.3.53.

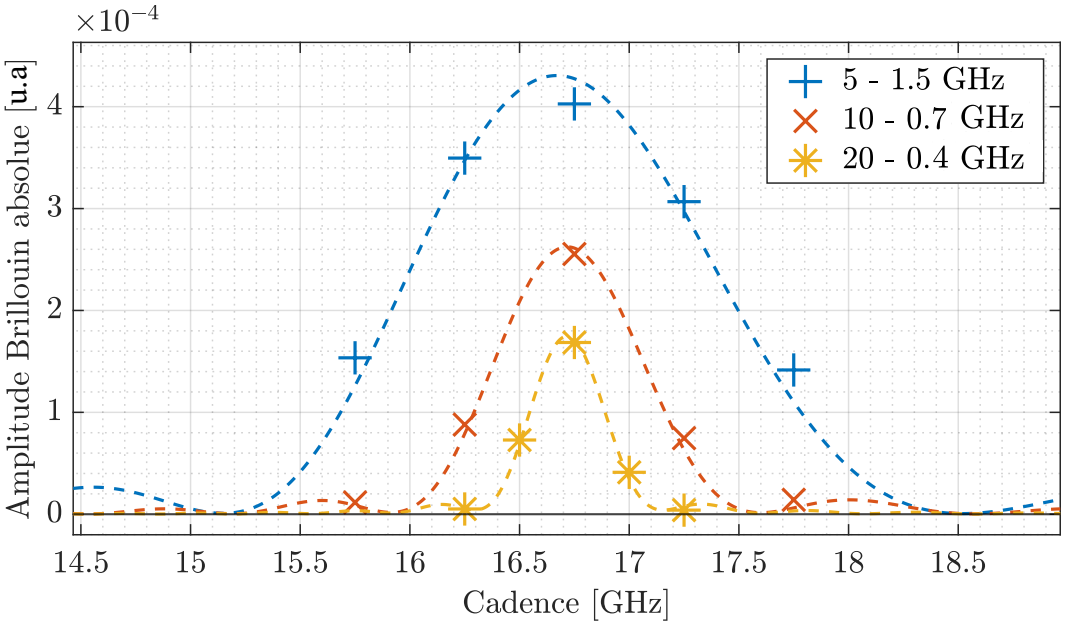


FIGURE 3.53 – Amplitude Brillouin absolue en fonction de la cadence mesurée pour 5, 10 et 20 impulsions par salve. Les amplitudes tracées ne sont pas corrigées en énergie. Les régressions non linéaires avec le modèle théorique de l'Eq.3.29 sont tracées en pointillés : leurs largeurs à mi-hauteur sont données dans la légende.

Les courbes de la fig.3.53 montrent que plus le nombre d'impulsions augmente, plus l'amplitude de la courbe en cloche décroit : c'est une conséquence de l'atténuation acoustique, prédite par la théorie dans la partie 3.4. Une étude plus approfondie de l'évolution de l'amplitude Brillouin en fonction du nombre d'impulsions est réalisée dans la partie qui suit.

### 3.6.2 Amplitude Brillouin et nombre d'impulsions

L'amplitude des oscillations Brillouin est mesurée en fonction du nombre d'impulsions par salve avec la cadence réglée à $f_B/2 = 16.75$ GHz, soit la première sous-harmonique de la fréquence Brillouin dans le verre de silice. L'objectif est de vérifier si plus de signal Brillouin est mesuré quand on augmente le nombre d'impulsions par salve et de comparer les mesures au modèle théorique. Deux cas de figure se présentent : celui où l'énergie par salve pompe est le même pour tous les nombres d'impulsions et celui où l'énergie par impulsion pompe l'est. Ils sont schématiquement représentés dans la fig.3.54.

Dans le cas de la fig.3.54(a), l'énergie par salve pompe est constante donc l'énergie par impulsion décroit quand leur nombre augmente. Pour ces mesures, la puissance moyennes sur l'échantillon vaut $P_p = 33$ mW pour la pompe et $P_s = 175$ $\mu$W pour la sonde : la cadence des salves est de 418.75 kHz donc l'énergie par salve vaut 158 nJ et la fluence 0.5 mJ.cm$^{-2}$. On en déduit l'énergie et la fluence par impulsion en fonction de leur nombre : 31.6 nJ et 97 $\mu$J.cm$^{-2}$ pour 5 impulsions, 15.8 nJ et 50.5 $\mu$J.cm$^{-2}$ pour 10 impulsions et 7.9 nJ et 25 $\mu$J.cm$^{-2}$ pour 20 impulsions. Dans le cas de la fig.3.54(b), l'énergie par impulsion pompe est constante donc l'énergie par salve augmente avec le nombre d'impulsions. Pour ces mesures, la puissance pompe moyenne est ajustée en fonction du nombre d'impulsions N afin de conserver la même énergie par impulsion et la puissance moyenne de la sonde est la même pour toutes les mesures : $P_s = 175$ $\mu$W. À N = 20, la puissance pompe sur l'échantillon vaut $P_p = 33$ mW, soit une énergie par salve de 158 nJ (fluence de 0.5 mJ.cm$^{-2}$) et une énergie par impulsion de 7.9 nJ (fluence de 25 $\mu$J.cm$^{-2}$). À N = 10, $P_p = 16.5$ mW donc l'énergie

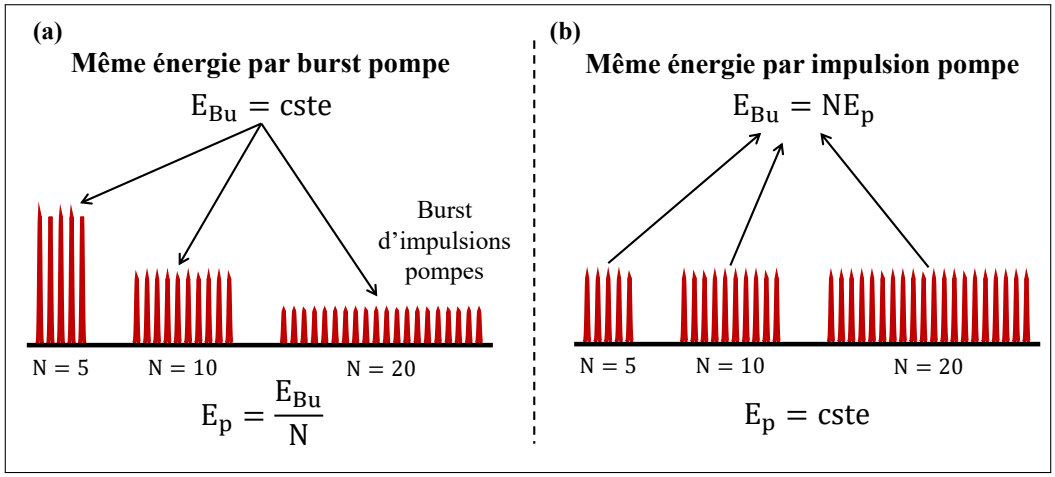


FIGURE 3.54 – Explications schématiques des deux cas de figure testés lors de l'étude de l'amplitude des oscillations Brillouin en fonction du nombre d'impulsions par salve pompe : **(a)** énergie par salve pompe constante, **(b)** énergie par impulsion pompe constante.

par salve vaut 79 nJ (fluence de 250 $\mu$J.cm$^{-2}$). À N = 5, $P_p$ = 8.25 mW donc l'énergie par salve vaut 39.5 nJ (fluence de 125 $\mu$J.cm$^{-2}$). Pour chaque nombre d'impulsions, 10 scans sont réalisés puis moyennés : les signaux Brillouin mesurés dans les deux cas de figure sont tracés dans la fig.3.55.

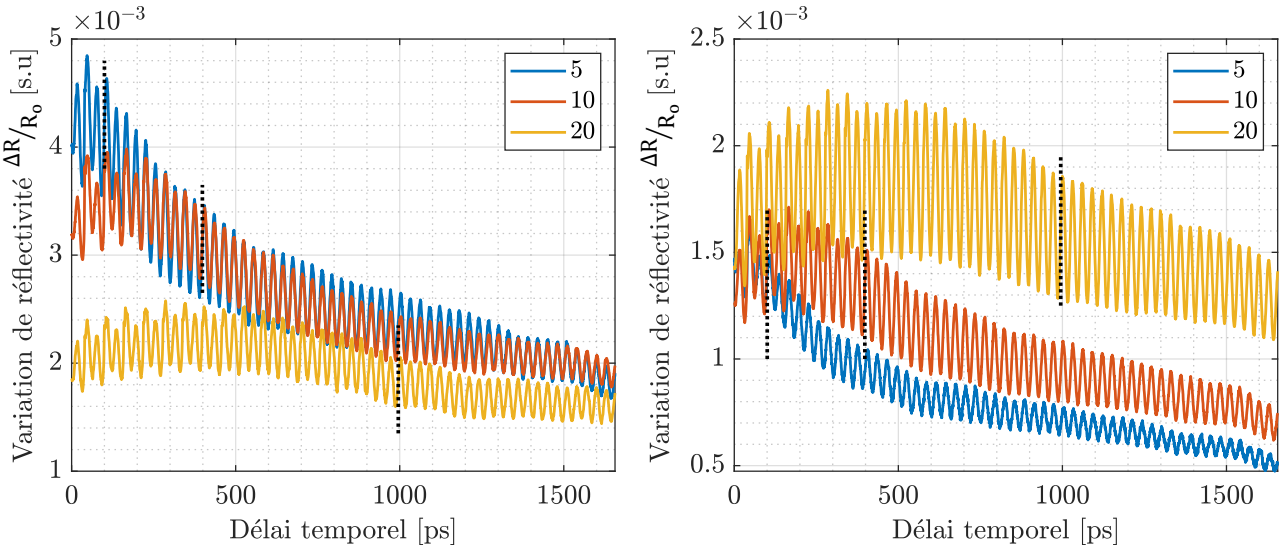


FIGURE 3.55 – Signaux Brillouin mesurés avec 5, 10 et 20 impulsions par salve pompe dans le cas où **(a)** l'énergie par salve est constante et **(b)** l'énergie par impulsion est constante. Pour chaque nombre d'impulsions, la fin de la superposition pompe-sonde est indiquée par les pointillés courts verticaux. Les signaux ne sont pas séparés verticalement.

Les amplitudes des oscillations Brillouin après lors de la propagation acoustique libre sont mesurées en suivant le protocole de la fig.3.42, elles sont ensuite normalisées en les divisant par celle mesurée avec 5 impulsions par salve qui sert de référence. Cela permet de comparer les mesures au modèle théorique de l'équation suivante :

$$\left|\gamma'_N(\theta)\right| = \frac{a_N}{N}\left|e^{\theta(N-1)}S_N^2(\theta)\right| \tag{3.31}$$

où les expressions de $S_N(\theta)$ et $\theta$ sont données dans l'Eq.3.29. La fréquence Brillouin utilisée pour chaque nombre d'impulsions est celle obtenue avec les régressions de la partie 3.6.1. Les valeurs de $\lambda_s$, $\alpha_a$ et $n_s$ sont les mêmes que dans les parties précédentes. La cadence des impulsions est égale à $f_B/2$ = 16.75 GHz et le nombre d'impulsions N est réglé à 5, 10 et 20. Le coefficient $a_N$ de

l'Eq.3.31 vaut 1/N dans le cas de la fig.3.54(a) (énergie par salve constante) et il vaut 1 dans le cas de la fig.3.54(b) (énergie par impulsion constante). Afin de pouvoir comparer les amplitudes Brillouin expérimentales avec les valeurs théoriques, ces dernières sont aussi normalisées en les divisant par l'amplitude Brillouin théorique à N = 5. Les rapports des amplitudes Brillouin mesurées sont superposés avec celles théoriques dans la fig.3.56.

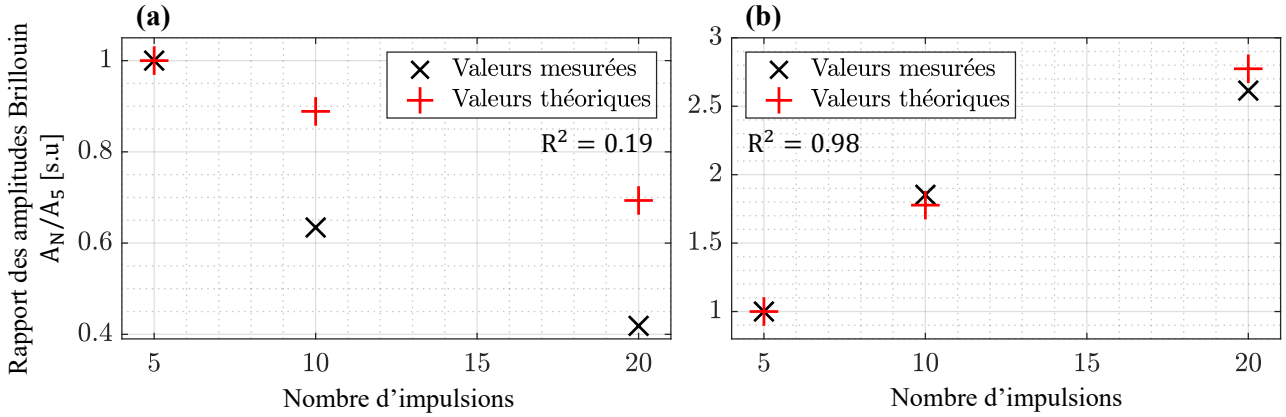


FIGURE 3.56 – Rapports des amplitudes Brillouin en fonction du nombre d'impulsions par salve à la cadence de $f_B/2$ =16.75 GHz. **(a)** Énergie par salve pompe constante, **(b)** énergie par impulsion pompe constante. Les mesures expérimentales sont superposées avec celles théoriques de l'Eq.3.31.

Les amplitudes Brillouin mesurées dans la fig.3.56(a) (énergie par salve pompe constante) décroissent quand le nombre d'impulsions augmente, tout comme les valeurs théoriques. Cette décroissance est due à l'atténuation des impulsions acoustiques lors de la propagation dans l'échantillon : plus il y a d'impulsions pompes, plus la salve pompe est longue donc plus la différence d'amplitude entre la première et la dernière impulsion acoustique est grande. À l'opposé, les amplitudes normalisées mesurées et théoriques dans la fig.3.56(b) (énergie par impulsion pompe constante) croissent avec le nombre d'impulsions : plus il y a d'impulsions acoustiques, plus la sonde est rétro-diffusée et donc plus l'amplitude des oscillations Brillouin augmente. Le rapport des amplitudes n'est pas égal à celui des nombres d'impulsions à cause de l'atténuation acoustique. On constate cependant une différence importante entre les coefficients $R^2$ des mesures de la fig.3.56 : en effet, quand l'énergie par impulsion pompe est constante (fig.3.56(b)), les valeurs théoriques sont très proches de celle expérimentales, ce qui n'est pas le cas des mesures faites à énergie par salve constante où les valeurs théoriques sont systématiquement supérieures à celles expérimentales (fig.3.56(a)).

Notre hypothèse pour expliquer cette différence est que quand l'énergie par salve pompe est constante, la puissance crête des impulsions (et donc de la salve) augmente quand leur nombre diminue. Ainsi, l'échauffement thermique du film transducteur est plus important : cela est visible avec les fonds thermiques dans la fig.3.56(a). Or, plus le film transducteur est chaud, moins la différence de température introduite par une impulsion optique pompe est importante (cf partie 2.2) donc les impulsions acoustiques sont moins intenses : par conséquent, moins de puissance sonde est rétro-diffusée. Ainsi, plus le nombre d'impulsions pompes par salve diminue, plus l'échauffement thermique est important et donc moins le modèle théorique de l'Eq.3.31 est valide. Dans le cas où l'énergie par impulsion est constante, l'énergie apportée par une salve est plus faible donc l'échauffement thermique aussi : cela se voit avec les fonds thermiques dans la fig.3.56(b) qui sont plus bas que ceux de la fig.3.56(a). Ainsi, les effets thermiques sont plus faibles ce qui rend le modèle théorique plus correct.

L'amplitude du bruit des mesures de la fig.3.55 est mesurée en plus de celle des oscillations Brillouin. Pour cela, l'écart type des dix scans réalisés pour chaque mesure est calculé puis moyenné

sur la portion du signal utilisée pour mesurer l'amplitude Brillouin. Les résultats pour les deux cas de figure sont tracés dans la fig.3.57.

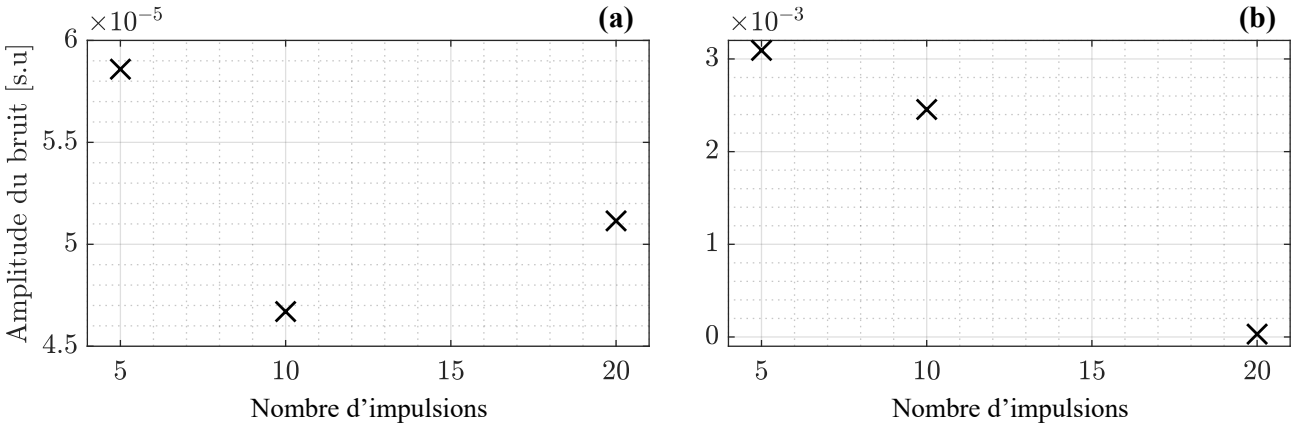


FIGURE 3.57 – Amplitudes du bruit des mesures Brillouin de la fig.3.55 en fonction du nombre d'impulsions par salve à la cadence de $f_B/2$ =16.75 GHz. **(a)** Énergie par salve pompe constante, **(b)** énergie par impulsion pompe constante.

On constate dans la fig.3.57(a) que quand l'énergie par salve pompe est constante, l'amplitude du bruit varie très peu. Les mesures de la fig.3.57(b) montrent qu'elle décroit quand l'énergie par impulsion est constante. Ces résultats semblent montrer que le bruit des mesures Brillouin multi-impulsionnelles ne dépend que de l'énergie par salve pompe : plus l'énergie optique pompe totale augmente, moins le signal Brillouin mesuré est bruité.

En combinant les mesures du bruit de la fig.3.57(a) à celles de l'amplitude Brillouin de la fig.3.56(a) faites avec une énergie par salve constante, on constate que le rapport signal à bruit décroit quand le nombre d'impulsions par salve augmente : cette décroissance est sans doute la conséquence de l'atténuation acoustique(cf part3.4, fig.3.19). Malgré la décroissance de l'amplitude Brillouin, le rapport des amplitudes entre 5 et 20 impulsions par salve est d'environ 0.4 donc le rapport signal à bruit reste correct avec 20 impulsions. Les mesures des fig.3.56(b) et fig.3.57(b) montrent qu'ajouter des impulsions de même énergie dans les salves améliore le rapport signal à bruit : cela peut s'expliquer par le fait que l'énergie pompe totale augmente donc l'amplitude du signal Brillouin aussi.

Ces résultats montrent qu'en remplaçant une impulsion pompe unique par une salve de N impulsions, un signal Brillouin est toujours mesurable avec un rapport signal à bruit correct. Un tel résultat a des applications intéressantes pour étudier des échantillons sensibles à la puissance crête de la pompe : une impulsion pompe intense peut être remplacée par N impulsions moins intenses. Enfin, les mesures de la fig.3.56(a) semblent indiquer que le modèle théorique commence à être limité à cause des effets thermiques.

### 3.6.3 Conclusion

Nous avons montré qu'il est possible de mesurer un signal Brillouin avec l'expérience de TDBS multi-impulsionnelle. Les mesures dans le verre de silice ont montré qu'en balayant la cadence des impulsions, l'amplitude Brillouin passe par un pic à $f_B/2$ = 16.75 GHz et que la forme en cloche mesurée est fidèlement reproduite par le modèle théorique. L'exacerbation de la sensibilité fréquentielle quand le nombre d'impulsions par salve augmente prédite par la théorie est confirmée par les expériences. Aussi, les fréquences Brillouin déduites des mesures multi-impulsionnelles sont cohérentes entre elles et avec la mesure classique mono-impulsionnelle. Ainsi, ces mesures valident l'expérience de TDBS multi-impulsionnelle et le modèle théorique développé dans la partie 3.4.3. Les principales limites des premières mesures sont le faible nombre de cadences testées et le fait que nous ne connaissons pas l'incertitude de la mesure de l'amplitude Brillouin.

Les mesures faites en fixant la cadence à $f_B/2 = 16.75$ GHz et en variant le nombre d'impulsions par salve montrent que ce qui compte pour l'amplitude Brillouin est l'énergie pompe totale : augmenter le nombre d'impulsions n'améliore pas le signal Brillouin si l'énergie par salve reste constante. Il en est de même pour le bruit qui ne décroit que si l'énergie par salve pompe augmente. Ces mesures montrent que pour une énergie par salve pompe fixe, augmenter le nombre d'impulsions par salve ne détériore pas drastiquement le rapport signal à bruit de la mesure Brillouin. Enfin, les limites du modèle théorique dues à la non prise en compte des effets thermiques ont pu être observées dans ces mesures.

## 3.7 Mesures de TDBS multi-impulsionnelles autour de la fréquence Brillouin

Les mesures de TDBS multi-impulsionnelles de la partie précédente 3.6 ont été réalisées en variant la cadence des impulsions autour de la première sous-harmonique de la fréquence Brillouin du verre de silice $f_B/2 = 16.75$ GHz car la cadence de notre peigne de fréquence électro-optique (GigaPico) ne peut varier que entre 11 GHz et 18 GHz. Pour compléter l'étude expérimentale, il est nécessaire de vérifier si un signal peut être mesuré quand la cadence varie autour de la fréquence Brillouin fondamentale $f_B$. Tout comme les mesures faites autour de $f_B/2$, mesurer l'évolution de l'amplitude Brillouin en balayant la cadence autour de $f_B$ sert à valider la méthode expérimentale. Les mesures sont faites dans le verre de silice.

### 3.7.1 Le doubleur de cadence

Comme la fréquence Brillouin du verre de silice à 515 nm vaut 33.5 GHz, la cadence des impulsions générées par GigaPico doit être doublée pour atteindre la bande entre 22 GHz et 36 GHz. Pour cela, un interféromètre de Mach-Zhender fibré est construit : un schéma de sa structure est donné dans la fig.3.58.

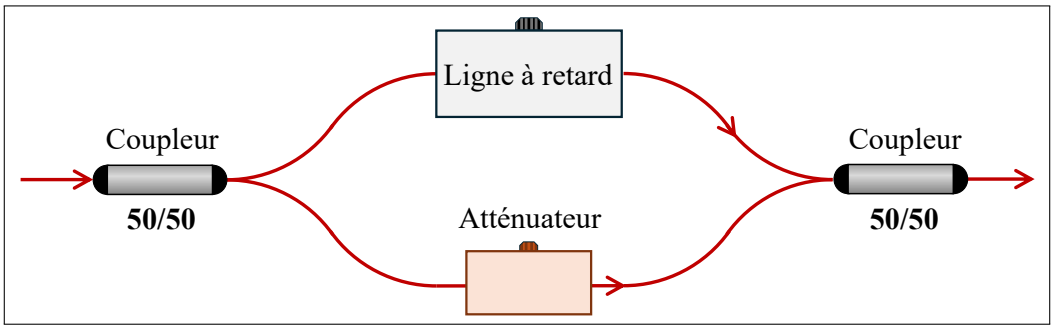


FIGURE 3.58 – Schéma de l'interféromètre de Mach-Zhender fibré utilisé pour doubler la cadence du train d'impulsions généré par GigaPico.

Comme le montre le schéma de la fig.3.58, le doubleur de cadence est composé de deux coupleurs 50/50 (PMC-1-1050-50-P-N-B-Q-4, AFR) qui servent à diviser en deux le train d'impulsions incident puis à rassembler les deux faisceaux. Le délai temporel entre les deux trains d'impulsions des deux bras est ajusté avec une ligne à retard (VDL-1060-500-A-N-B-1-P, AFR) de telle sorte que la cadence en sortie de l'interféromètre soit doublée : le délai introduit est fixé à un multiple de la moitié de la période des impulsions d'entrée. Comme la ligne à retard introduit des pertes optiques, un atténuateur fibré (MVOA-1030-P-N-L-1-P1, AFR) est placé dans le deuxième bras de l'interféromètre pour égaliser les puissances des deux train d'impulsions. Il n'y a pas de système de stabilisation de la phase. L'entrée du doubleur de cadence est connectée à la sortie de GigaPico, comme montré dans la fig.3.59.

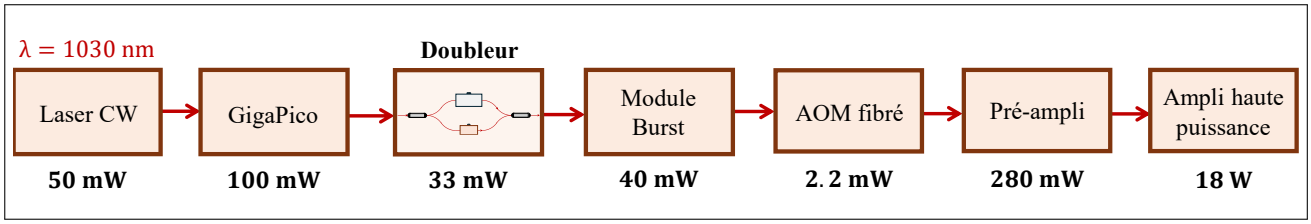


FIGURE 3.59 – Schéma de la partie fibrée de la source laser dans laquelle a été ajouté l'interféromètre de Mach-Zhender pour doubler la cadence des impulsions.

Le coefficient de transmission en puissance du doubleur de cadence vaut **33 %**. Sa sortie est injectée dans le module burst pour y découper des salves d'impulsions de durée souhaitée. Ces salves sont ensuite divisées en cadence et amplifiées pour être utilisées dans l'expérience de TDBS. Le protocole suivi pour régler le doubleur de cadence est détaillé dans l'annexe G.

### Doublage de la cadence 16.75 GHz

Le doublage de la cadence d'un train d'impulsions à 16.75 GHz est donné en exemple. Les impulsions générées par GigaPico à 16.75 GHz sont chirpées et s'étirent lors de leur propagation dans les fibres. Après avoir réglé le délai temporel et l'atténuation de l'interféromètre de Mach-Zhender, le spectre du train d'impulsions doublé en cadence est mesuré en sortie du doubleur : il est tracé dans la fig.3.60.

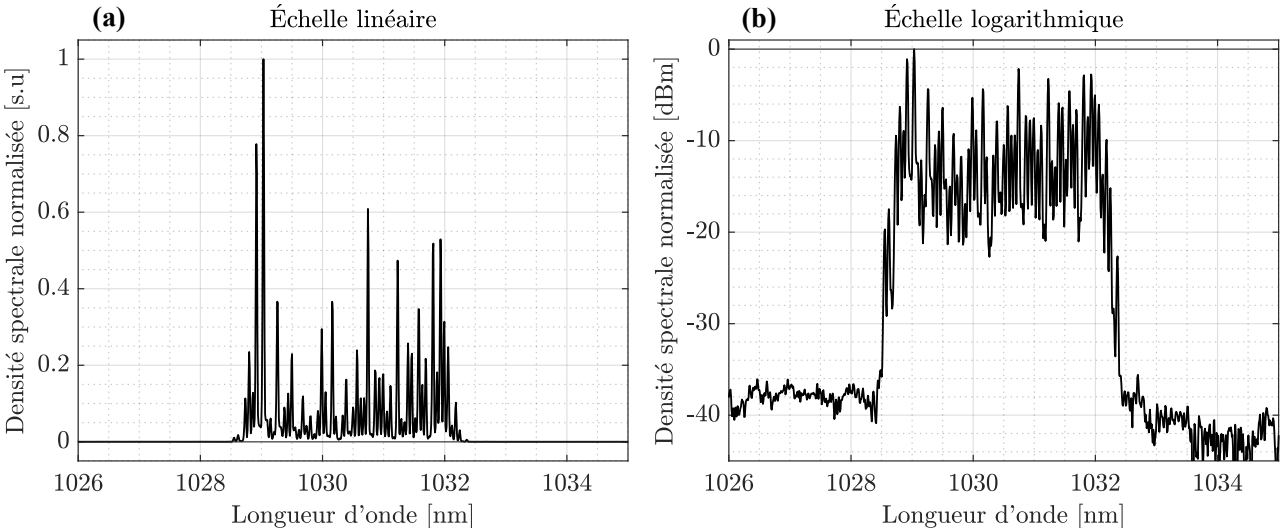


FIGURE 3.60 – Spectre du train d'impulsions doublé à 33.5 GHz mesuré en sortie du doubleur de cadence. **(a)** Échelle linéaire, **(b)** échelle logarithmique. Résolution de 0.05 nm.

Une fois le doubleur de cadence réglé, des salves de 20 (porte de 600 ps) et 40 (porte de 1.2 ns) impulsions sont découpés à 41.875 MHz par le module burst. Les salves d'impulsions et leurs spectres sont mesurés et tracés dans la fig.3.61.

Les salves mesurées dans les fig.3.61(a) et (b) montrent que la cadence est bien doublée à 33.5 GHz. Les impulsions compressées de la fig.3.61 révèlent une variation de la puissance crête toute les deux impulsions qui est sans doute due à une différence d'atténuation entre les deux bras de l'interféromètre qui n'est pas parfaitement compensée. Dans la réalité, le signe du chirp est tel que les impulsions s'étirent ce qui explique pourquoi leur contraste est faible dans la fig.3.61(a). Les salves sont transmises dans le MAO fibré pour diviser leur cadence par 10 (4.1875 MHz). Elles sont ensuite amplifiées à 280 mW par le pré-amplificateur pour préparer l'amplification haute puissance. Les spectres des salves pré-amplifiées de 20 et 40 impulsions sont mesurés et tracés dans la fig.3.62.

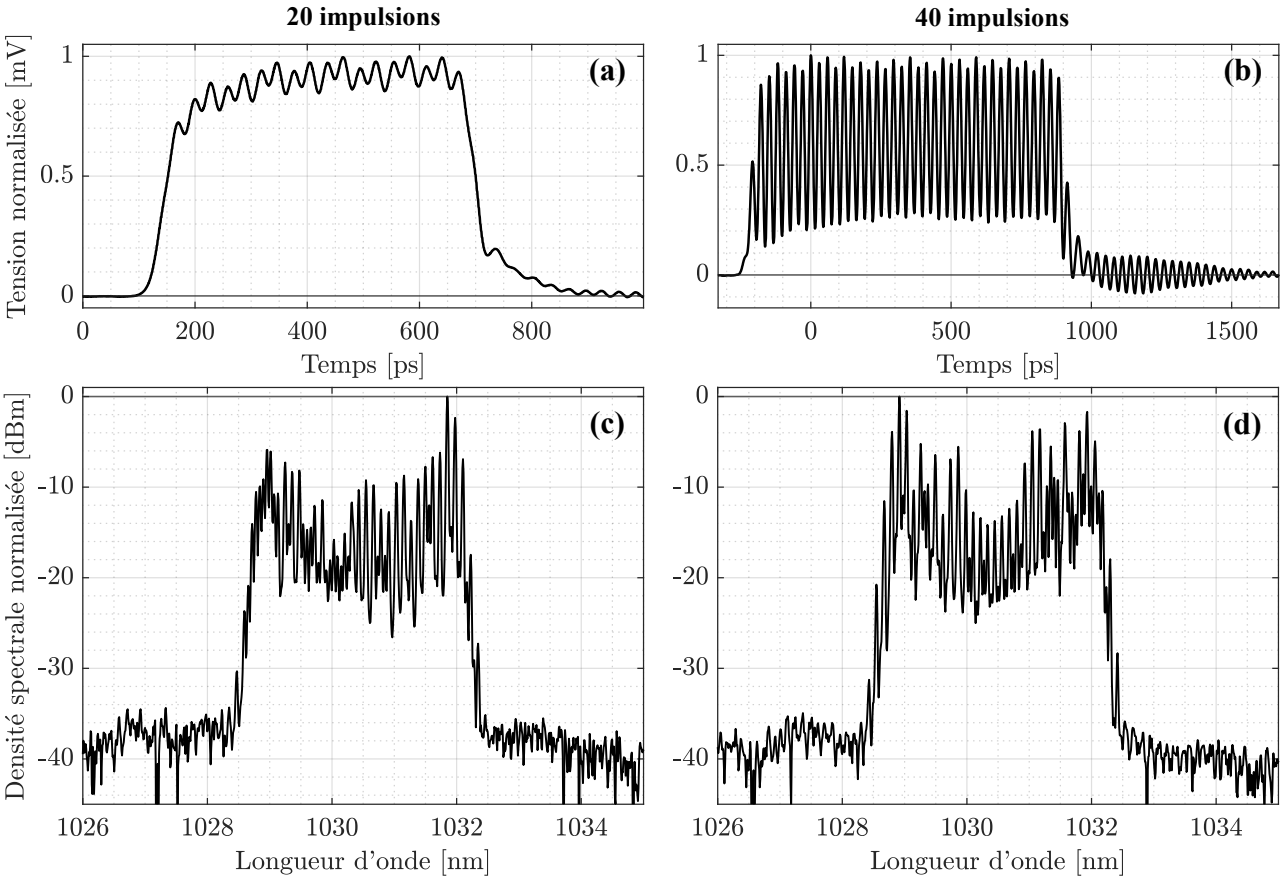


FIGURE 3.61 – **(a)(b)** Évolutions temporelles des salves de 20 (a) et 40 (b) impulsions mesurées en sortie du module burst. Dans la mesure (b), le chirp en sortie de GigaPico a été inversé pour que les impulsions soient visibles. **(c)(d)** spectres des salves de 20 (c) et 40 (d) impulsions mesurés en sortie du module burst. La résolution est de 0.05 nm.

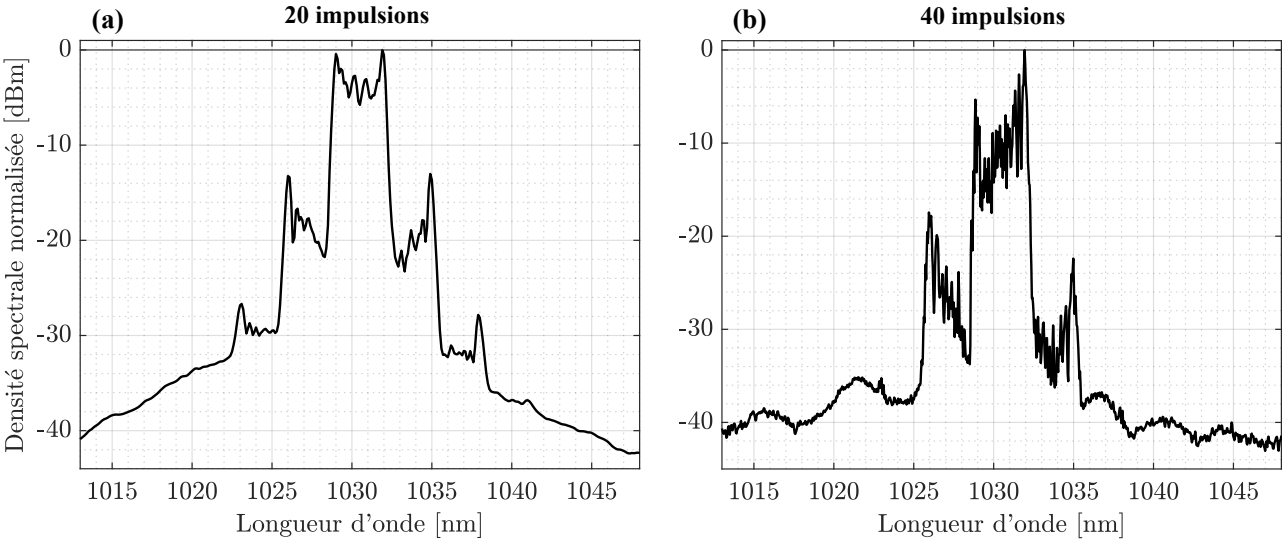


FIGURE 3.62 – Spectres mesurés en sortie du pré-amplificateur pour **(a)** 20 et **(b)** 40 impulsions par salve. La résolution est de 0.05 nm.

Les spectres de la fig.3.62 présentent des motifs autour du spectre original de GigaPico qui sont sans doute introduits par les interférences entre les ailes des impulsions étirées. Une fois les salves pré-amplifiées, elles sont amplifiées à 18 W par l'amplificateur de puissance. Le montage en espace libre est le même que celui de la partie 3.5 : le modulateur acousto-optique en espace libre divise la cadence par 10 (418.75 kHz) et le compresseur de Martinez compresse les impulsions à

leur durée minimale. Les auto-corrélations des impulsions compressées sont mesurées et tracées dans la fig.3.63.

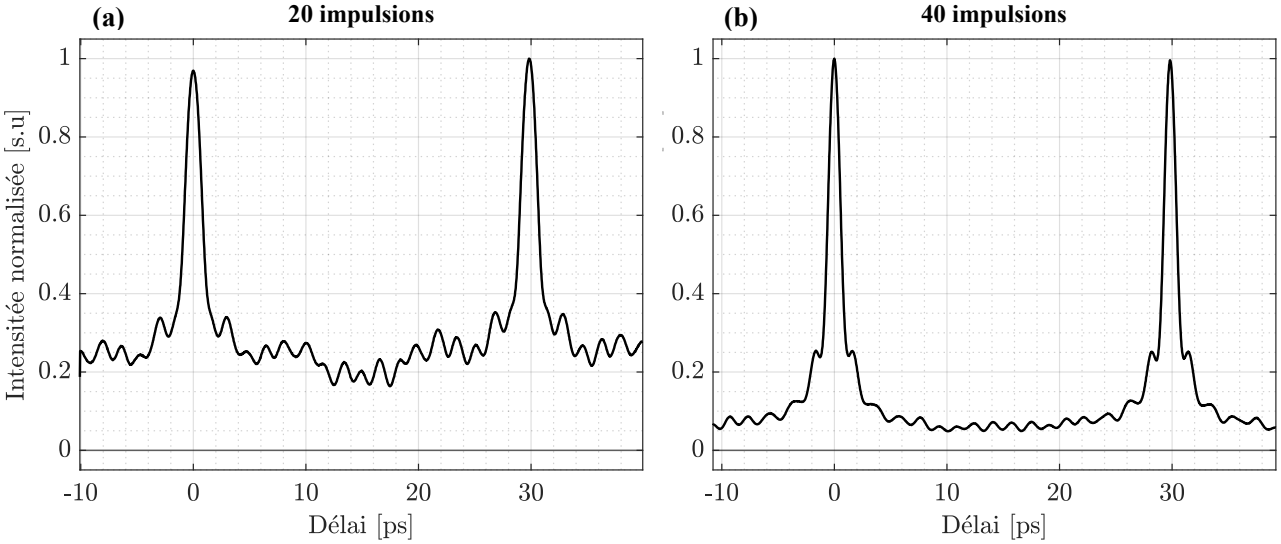


FIGURE 3.63 – Auto-corrélation des impulsions de cadence doublée à 33.5 GHz mesurées en sortie du compresseur de Martinez pour **(a)** 20 et **(b)** 40 impulsions par salve.

Les auto-corrélations de la fig.3.63 prouvent que la cadence des impulsions est bien multipliée par 2 (33.5 GHz). On constate que l'auto-corrélation à 20 impulsions de la fig.3.63(a) possède un fond qui est sans doute la conséquence des interférences entre les ailes des impulsions étirées. L'amplitude du fond augmente quand le nombre d'impulsions par salve diminue ce qui impose un nombre minimal de 20 impulsions : en dessous de cette valeur, l'amplitude du fond devient trop grande par rapport à celle des impulsions.

### 3.7.2 Amplitude Brillouin en fonction de la cadence

Les salves d'impulsions de cadence doublée sont utilisées pour réaliser des mesures de TDBS multi-impulsionnelles dans le verre de silice en balayant la cadence autour de $f_B$ =33.5 GHz, soit la fréquence Brillouin à 515 nm. Les nombres d'impulsions testés sont 20 et 40. Le protocole suivi pour extraire l'amplitude des oscillations Brillouin de chaque mesure est celui de la fig.3.42, le même que pour les mesures faites autour de $f_B/2$ = 16.75 GHz. Les cadences testées sont 32.5 GHz, 33 GHz, 33.5 GHz, 34 GHz et 34.5 GHz et la puissance moyenne sur l'échantillon est de $\mathbf{P_p}$ = **33 mW** pour la pompe et de $\mathbf{P_s}$ = **175** $\mu$**W** pour la sonde. Les énergies par salve et impulsion pompe pour les deux nombres d'impulsions sont données dans les tableaux 3.4 pour 20 impulsions et 3.5 pour 40 impulsions.

| $f_R$ (GHz) | $f_{Bu}$ (kHz) | $E_{Bu}$ (nJ) | $\sigma_{Bu}$ (mJ.cm$^{-2}$) | $E_p$ (nJ) | $\sigma_p$ ($\mu$J.cm$^{-2}$) |
|---|---|---|---|---|---|
| 32.5 | 406.25 | 162 | 0.52 | 8.1 | 26 |
| 33 | 412.5 | 160 | 0.51 | 8 | 25.5 |
| 33.5 | 418.75 | 158 | 0.50 | 7.9 | 25 |
| 34 | 425 | 155 | 0.49 | 7.8 | 24.5 |
| 34.5 | 431.25 | 153 | 0.49 | 7.7 | 24 |

TABLE 3.4 – Énergies par salve et impulsions des cadences $f_R$ testées dans l'expérience de TDBS multi-impulsionnelle avec 20 impulsions. $f_{Bu}$ : cadence des salves, $E_{Bu}$ : énergie par salve, $\sigma_{Bu}$ fluence d'énergie par salve, $E_p$ : énergie par impulsion pompe, $\sigma_p$ : fluence d'énergie par impulsion pompe.

| $f_R$ (GHz) | $f_{Bu}$ (kHz) | $E_{Bu}$ (nJ) | $\sigma_{Bu}$ (mJ.cm$^{-2}$) | $E_p$ (nJ) | $\sigma_p$ ($\mu$J.cm$^{-2}$) |
|---|---|---|---|---|---|
| 32.5 | 406.25 | 162 | 0.52 | 4.05 | 13 |
| 33 | 412.5 | 160 | 0.51 | 4 | 12.75 |
| 33.5 | 418.75 | 158 | 0.50 | 3.95 | 12.5 |
| 34 | 425 | 155 | 0.49 | 3.9 | 12.25 |
| 34.5 | 431.25 | 153 | 0.49 | 3.85 | 12 |

TABLE 3.5 – Énergies par salve et impulsions des cadences $f_R$ testées dans l'expérience de TDBS multi-impulsionnelle avec 40 impulsions. $f_{Bu}$ : cadence des salves, $E_{Bu}$ : énergie par salve, $\sigma_{Bu}$ fluence d'énergie par salve, $E_p$ : énergie par impulsion pompe, $\sigma_p$ : fluence d'énergie par impulsion pompe.

Les signaux Brillouin mesurés avec les 5 cadences sont tracés dans la fig.3.64 pour 20 impulsions et dans la fig.3.65 pour 40 impulsions.

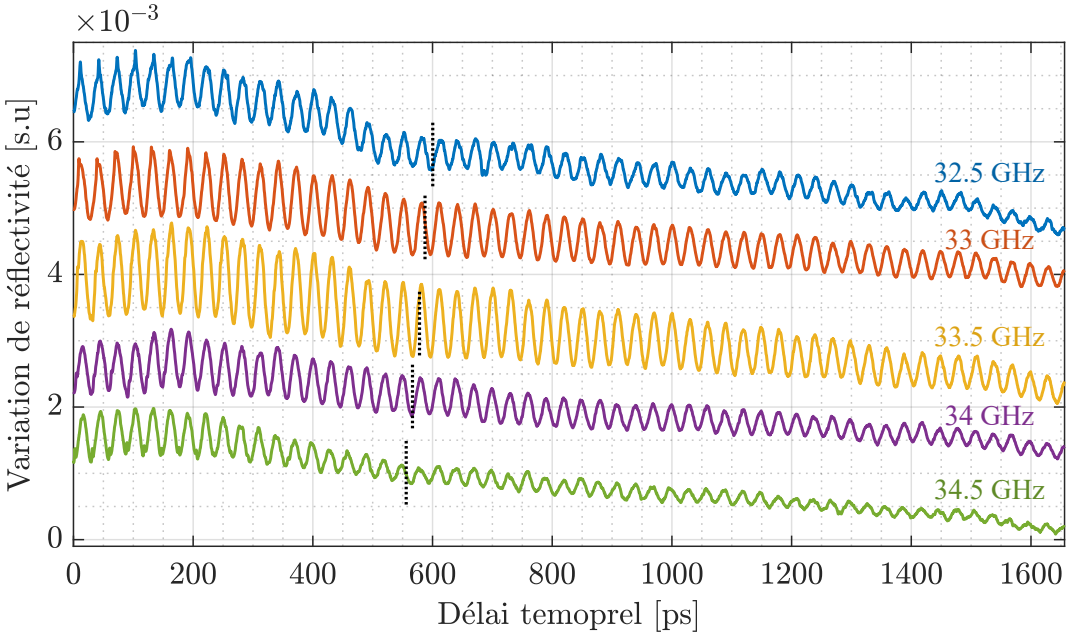


FIGURE 3.64 – Signaux Brillouin mesurés dans le verre de silice avec les cadences doublées pour 20 impulsions par salve. La fin de la superposition pompe-sonde est marquée par les pointillés courts verticaux. La séparation verticale des courbes est ajoutée manuellement pour faciliter leur visualisation.

Les mesures des fig.3.64 et 3.65 montrent qu'un signal Brillouin est mesuré avec une expérience de TDBS multi-impulsionnelle quand la cadence varie autour de la fréquence Brillouin. Les pics des électrons sont difficilement visibles car l'énergie par impulsion pompe est faible. La partie du signal considérée est celle de la propagation acoustique libre. Comme pour les mesures faites autour de la première sous-harmonique Brillouin $f_B/2$, l'amplitude Brillouin décroit quand la cadence s'éloigne de la fondamentale $f_B = 33.5$ GHz : les amplitudes Brillouin des signaux des fig.3.64 et 3.65 sont tracées en fonction de la cadence des impulsions dans la fig.3.66.

Les amplitudes Brillouin de la fig.3.66 suivent une courbe en cloche centrée autour de $f_B = 33.5$ GHz dont la largeur diminue quand le nombre d'impulsions par salve augmente : ces résultats sont cohérents avec le modèle théorique. Il est intéressant de noter que les largeurs à mi-hauteur des pics de la fig.3.66 sont proches des inverses de la durée des salves d'impulsions. Une régression non linéaire des amplitudes Brillouin mesurées est réalisée sur le modèle théorique de l'Eq.3.30 avec les mêmes paramètres que ceux des régressions faites avec les mesures autour de $f_B/2$. Les

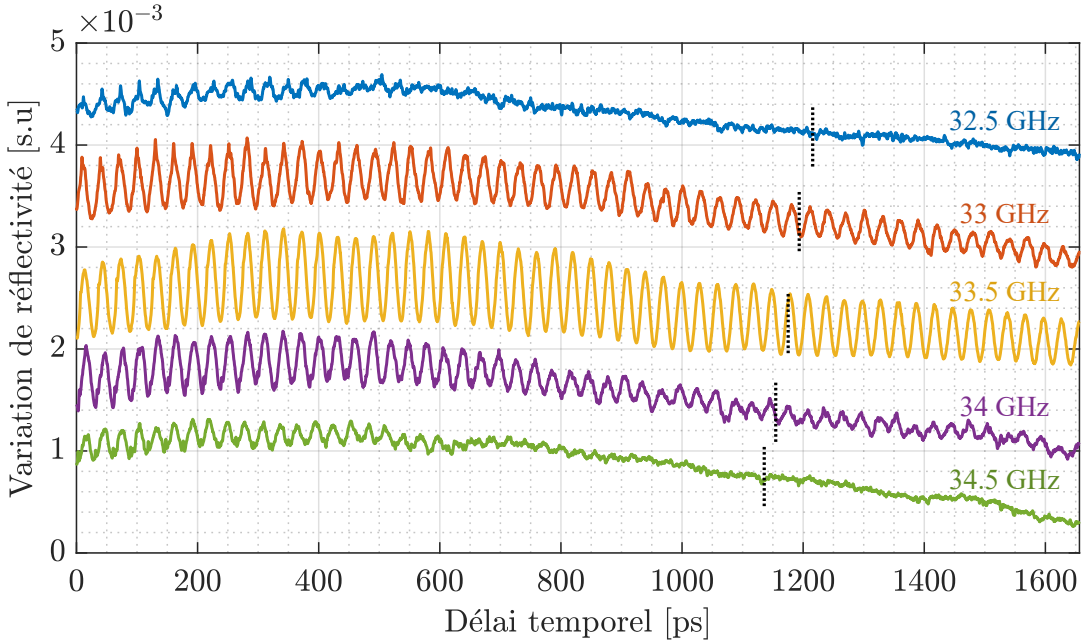


FIGURE 3.65 – Signaux Brillouin mesurés dans le verre de silice avec les cadences doublées pour 40 impulsions par salve. La fin de la superposition pompe-sonde est marquée par les pointillés courts verticaux. La séparation verticale des courbes est ajoutée manuellement pour faciliter leur visualisation.

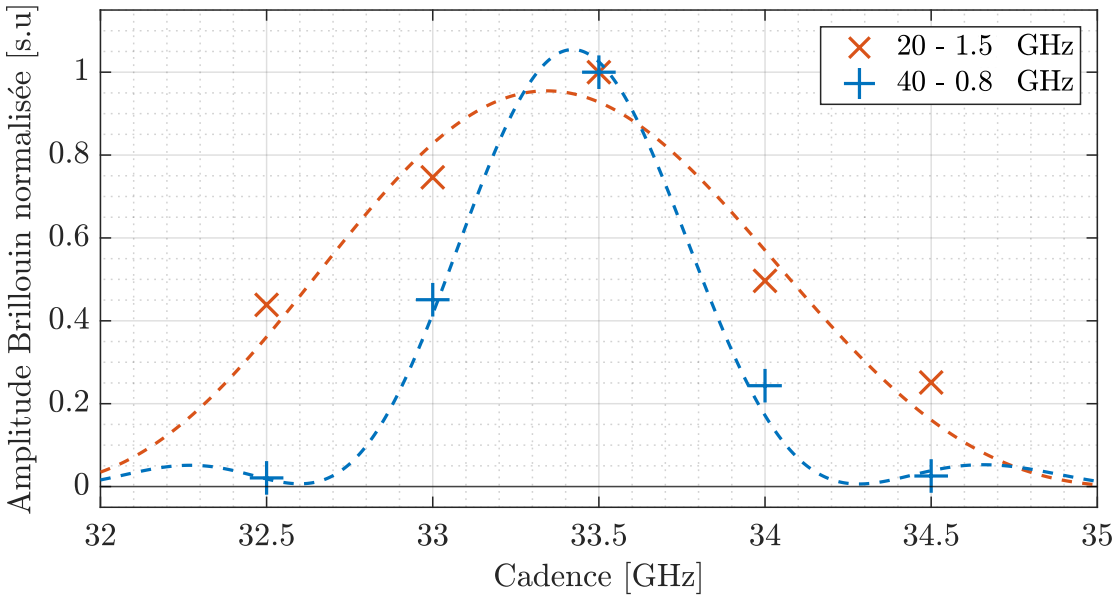


FIGURE 3.66 – Amplitude Brillouin en fonction de la cadence doublée pour 20 et 40 impulsions par salve. Les amplitudes Brillouin ne sont pas corrigées en énergie. Les régressions avec le modèle théorique de l'Eq.3.29 sont tracées en pointillés : leurs largeurs à mi-hauteur sont données dans la légende.

variables a et $f_B$ calculées pour 20 et 40 impulsions par salve sont données dans le tableau 3.6 : les valeurs mesurées autour de $f_B/2$ sont ajoutées au tableau pour les comparer.

On constate dans le tableau 3.6 que les valeurs des fréquences Brillouin calculées dans les deux expériences multi-impulsionnelles sont très proches et leurs barres d'incertitude se chevauchent. De même, les fréquences Brillouin du tableau 3.6 sont proches de celle mesurée avec l'expérience de TDBS mono-impulsionnelle ($33.5 \pm 0.8$ GHz, voir chapitre 2) : la barre d'incertitude de 0.8 GHz se superpose à celles des mesures multi-impulsionnelles.

| | **Cadence :** | $\mathbf{f_B = 33.5}$ **GHz** | $\mathbf{f_B/2 = 16.75}$ **GHz** | | |
|---|---|---|---|---|---|
| **N** | 20 | 40 | 5 | 10 | 20 |
| $\mathbf{f_B}$ **(GHz)** | $33.3 \pm 0.2$ | $33.42 \pm 0.06$ | $33.3 \pm 0.2$ | $33.4 \pm 0.1$ | $33.43 \pm 0.04$ |
| **a (s.u)** | $1.2 \pm 0.3$ | $1.7 \pm 0.2$ | $1.3 \pm 0.2$ | $1.6 \pm 0.2$ | $2.4 \pm 0.2$ |
| $\mathbf{R^2}$ | 0.91 | 0.99 | 0.96 | 0.99 | 0.99 |

TABLE 3.6 – Valeurs de la fréquence Brillouin $f_B$, de l'amplitude a et du coefficient $R^2$ calculées par la régression des mesures Brillouin sur le modèle théorique quand la cadence varie autour de $f_B$ et $f_B/2$, et pour différents nombre d'impulsions.

On remarque que le coefficient multiplicateur "a" augmente quand le nombre d'impulsions par salve aussi : cela peut s'expliquer par le fait que plus il y a d'impulsions par salve, plus ces dernières sont longues et donc plus les impulsions acoustiques sont atténuées.

Les coefficients $R^2$ des régressions dans le tableau 3.6 sont proches de 1 donc le modèle théorique de l'Eq.3.30 est une bonne prédiction des résultats expérimentaux. On constate cependant que la valeur atteinte pour 20 impulsions autour de $f_B$ est significativement plus inférieure à 1 comparée aux autres valeurs, ce qui indique que le modèle théorique est moins fidèle à ces mesures : cela est cohérent avec la fig.3.66 où les points mesurés avec 20 impulsions suivent moins la courbe théorique. Notre hypothèse pour expliquer cette différence est que la salve d'impulsions de cadence doublée présente un fond constant : il est mesuré dans l'auto-corrélation de la fig.3.63(a). L'énergie contenue dans ce plateau ne contribue pas à la génération acoustique et ne fait que chauffer le film transducteur, réduisant ainsi le différentiel de température introduit par chaque impulsion pompe. Ainsi, comme le modèle théorique ne prend pas en compte les effets thermiques, il devient moins fiable.

### 3.7.3 Conclusion

Un doubleur de cadence basé sur un interféromètre de Mach-Zehnder a été créé pour réaliser des mesures de TDBS multi-impulsionnelles autour de la fréquence Brillouin $f_B = 33.5$ GHz du verre de silice. Les oscillations Brillouin peuvent être mesurées ce qui démontre la validité de l'expérience multi-impulsionnelle autour de $f_B$. Les fréquences Brillouin mesurées autour de $f_B$ et $f_B/2$ sont identiques et sont très proches de celle mesurée en mono-impulsionnel, ce qui corrobore la validité des mesures multi-impulsionnelles. Enfin, l'évolution de l'amplitude Brillouin mesurée autour de $f_B$ est prédite par la théorie : on mesure un pic centré à $f_B$ dont la largeur s'affine quand le nombre d'impulsions augmente. Il semble cependant que le modèle théorique soit moins fiable quand les effets thermiques deviennent importants.

## 3.8 Augmentation du nombre de points

Les mesures de l'amplitude Brillouin en fonction de la cadence des impulsions faites dans la partie 3.6 sont limitées par le faible nombre de points testés. La raison est qu'à chaque changement de cadence, l'amplificateur haute puissance et son pré-amplificateur (partie fibrée du laser) doivent être éteints car le train d'impulsions à 1030 nm est coupé. Le temps de changer la cadence et les paramètres du module burst, l'amplificateur haute puissance se désaligne or, l'expérience de TDBS est sensible à l'alignement ce qui nous oblige de le laisser se stabiliser pendant 1 heure après son allumage à cause du dépointage du faisceau amplifié : cette contrainte limite le nombre de cadences pouvant être testées.

Pour augmenter le nombre de points mesurés, un système permettant de conserver l'amplificateur allumé pendant le changement de cadence est mis en place. Il permet de drastiquement

augmenter le nombre de cadences testées et donc ouvre la possibilité de mesurer avec plus de précision l'évolution de l'amplitude Brillouin en fonction de la cadence. Des mesures sur les échantillons de verre de silice et de MgO (111) sont réalisées avec 20 impulsions par salve.

### 3.8.1 Réduction du dépointage

L'idée pour ne pas laisser l'amplificateur se refroidir est de le garder allumé pendant que le changement de la cadence de GigaPico et des paramètres du module burst. Pour cela, un signal optique doit être injecté dans l'amplificateur pour garder son amplification active or, le train d'impulsions à 1030 nm est coupé quand la cadence de GigaPico est modifiée. Pour pallier la coupure de la chaine laser principale à 1030 nm, un laser CW à 1064 nm est introduit avant le pré-amplificateur comme montré dans le schéma de la fig.3.67.

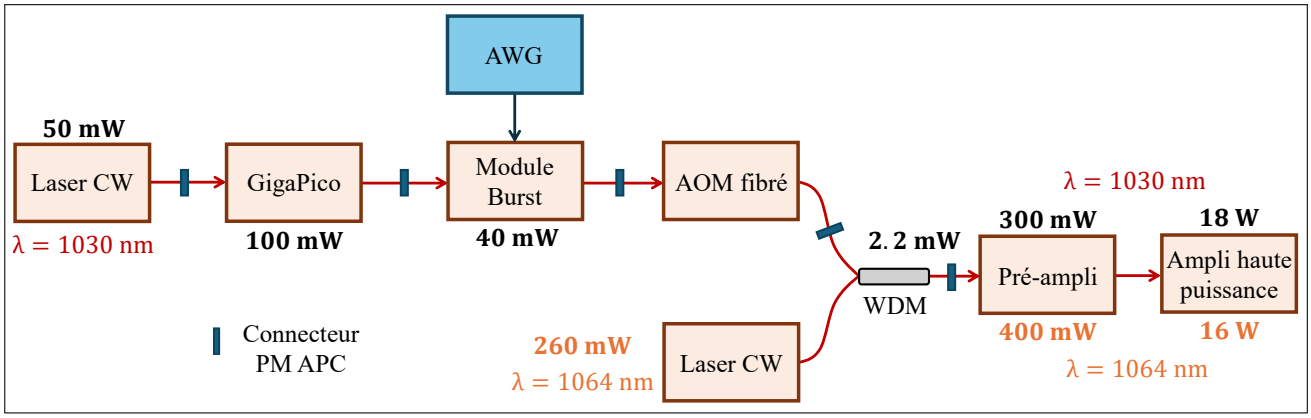


FIGURE 3.67 – Schéma de la partie fibrée du laser multi-impulsionnel dans lequel a été inséré un laser CW 1064 nm et un multiplexeur (WDM) pour conserver l'amplificateur de puissance allumé lors d'un changement de cadence.

La diode laser 1064 nm est CW (LD-1064-FBG-400, Innolume) et sa sortie est soudée à l'entrée d'un multiplexeur (WDM dans la fig.3.67, PMFWDM-0306-N-L-S-Q, AFR). Ce dernier reçoit sur sa deuxième entrée les salves d'impulsions à 1030 nm et sa sortie est connectée au pré-amplificateur. L'idée est que lorsque la cadence de GigaPico doit être changée, l'amplificateur et le pré-amplificateur sont éteints. Ensuite, le laser CW 1064 nm est allumé et le pré-amplificateur et l'amplificateur sont rallumés à leur tour : le dopage ytterbium permet d'amplifier à 1064 nm. Cette procédure ne dure que quelques minutes. Ainsi, pendant que la cadence de GigaPico et les paramètres du module burst sont changés, l'amplificateur haute puissance amplifie le signal CW 1064 nm avec la même puissance pompe : par conséquent, il ne se refroidit pas ce qui permet d'éviter son désalignement. De cette manière, après ré-injection du train d'impulsions à 1030 nm, aucun temps d'attente est nécessaire ce quinous permet de tester plus de cadence lors d'une campagne de mesure.

### 3.8.2 Mesures de TDBS multi-impulsionnelles dans le verre de silice

Le nouveau montage expérimental fibré de la fig.3.67 permettant de tester plus de cadences, il est décidé de mesurer l'amplitude des oscillations Brillouin en fonction de la cadence avec plus de points dans l'échantillon de verre de silice autour de la première sous-harmonique Brillouin $f_B/2$. Le nombre d'impulsions par salve est réglé à 20 car les premières mesures faites autour de $f_B/2$ (partie 3.6) ont montré que le pic est plus fin. En tout, 25 cadences allant de 16.30 GHz à 17.50 GHz par pas de 0.05 GHz sont mesurées et ce afin d'obtenir une mesure plus précise du pic autour de $f_B/2$. Pour toutes les cadences, la puissance moyenne vaut $\mathbf{P_p = 33\ mW}$ pour la pompe et $\mathbf{P_s = 175\ \mu W}$ pour la sonde. Toutes les mesures sont faites en prenant soin de ne pas changer l'alignement du montage de TDBS qui a été réalisé à 16.75 GHz. La méthode utilisée pour mesurer

l'amplitude Brillouin est la même que celle de la partie 3.6 (voir fig.3.42). L'évolution de l'amplitude Brillouin en fonction de la cadence des 20 impulsions par salve est tracée dans la fig.3.68.

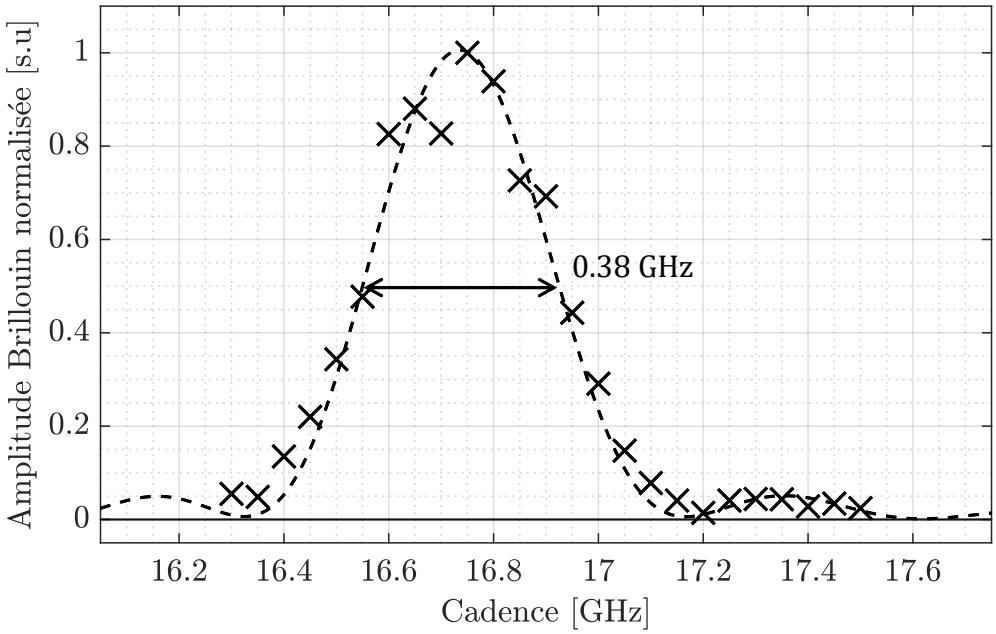


FIGURE 3.68 – Amplitude Brillouin mesurée en fonction de la cadence dans le verre de silice avec 20 impulsions par salve. Les amplitudes ne sont pas corrigées en énergie. La régression avec le modèle théorique est tracée en pointillés.

On retrouve dans la fig.3.68 le pic autour de $f_B/2 = 16.75$ GHz qui a été précédemment mesuré dans le verre de silice. Une régression non linéaire sur le modèle théorique de l'Eq.3.30 est réalisée avec les mesures de la fig.3.68 : les paramètres utilisés sont les mêmes que ceux de la partie 3.6.1 ($\alpha_a = 7 \times 10^4$ m$^{-1}$, n = 1.4615 et $\lambda_s = 515$ nm) avec N = 20 (nombre d'impulsions par salve). Les variables de la régression sont le coefficient multiplicateur a et la fréquence Brillouin $f_B$. Les résultats obtenus sont donnés dans le tableau 3.7 : les valeurs mesurées dans les expériences précédentes faites avec 5 points autour de $f_B/2$ et $f_B$ sont aussi données pour pouvoir les comparer.

| | **Cadence :** | **$f_B$ = 33.5 GHz** | **$f_B/2$ = 16.75 GHz** | | | **$f_B/2$** |
|---|---|---|---|---|---|---|
| **N** | 20 | 40 | 5 | 10 | 20 | 20 |
| **$f_B$ (GHz)** | $33.3 \pm 0.2$ | $33.42 \pm 0.06$ | $33.3 \pm 0.2$ | $33.4 \pm 0.1$ | $33.43 \pm 0.04$ | $33.47 \pm 0.02$ |
| **a (s.u)** | $1.2 \pm 0.3$ | $1.7 \pm 0.2$ | $1.3 \pm 0.2$ | $1.6 \pm 0.2$ | $2.4 \pm 0.2$ | $1.58 \pm 0.08$ |
| **$R^2$** | 0.91 | 0.99 | 0.96 | 0.99 | 0.99 | 0.97 |

TABLE 3.7 – Valeurs de la fréquence Brillouin $f_B$, de l'amplitude a et du coefficient $R^2$ calculées avec la régression des mesures Brillouin sur le modèle théorique quand la cadence varie autour de $f_B$ et $f_B/2$, et pour différents nombre d'impulsions. Les valeurs calculées avec la mesure sur plus de points (fig.3.68) sont données dans la dernière colonne (droite). Toutes les mesures sont faites dans le verre de silice.

La valeur de la fréquence Brillouin mesurée avec la régression est corroborée par les précédentes expériences multi-impulsionnelles et par celle mesurée avec l'expérience de TDBS mono-impulsionnelle (pour rappel : 33.5 ± 0.8 GHz) : ce résultat renforce la validité de la TDBS multi-impulsionnelle. L'incertitude de la fréquence Brillouin mesurée vaut 0.02 GHz, soit une incertitude relative de 0.06 % : c'est la mesure la plus précise de la fréquence Brillouin que nous avons faite, on en déduit que la célérité acoustique longitudinale du verre de silice à 33.47 GHz vaut $v_l = 5\,897 \pm 4$ m.s$^{-1}$. L'intervalle d'incertitude de $f_B$ est cohérente avec celles des autres mesures

car elles se recouvrent. La largeur à mi-hauteur du pic vaut 0.38 GHz ce qui est très proche de la précédente mesure faite avec 5 points (0.4 GHz).

Le coefficient $R^2$ de la régression de la fig.3.68 vaut 0.97, on en déduit donc que le modèle théorique modélise correctement les mesures expérimentales. Les points mesurés dans la fig.3.68 présentent un rebond entre 17.2 GHz et 17.6 GHz qui est prédit par le modèle théorique.

On constate cependant plusieurs différences entre les mesures et le modèle théorique de la fig.3.68 : la partie basse de la cloche mesurée est légèrement plus large que celle théorique et plusieurs points mesurés sont significativement éloignés de la courbe théorique comme par exemple à 16.6 GHz, 16.7 GHz et 16.9 GHz. À ces différences s'ajoute le fait que le coefficient multiplicateur "a" mesuré avec la régression sur les 25 points de la fig.3.68 vaut $1.58 \pm 0.08$, ce qui est inférieur à la valeur mesurée dans les mêmes conditions expérimentales (20 impulsions par salve, cadence balayée autour de $f_B/2$ et mêmes puissances pompe et sonde) mais avec les 5 points de la fig.3.51 : $2.4 \pm 0.2$. De plus, les intervalles d'incertitude ne se recouvrent pas. L'ensemble de ces différences met en lumière le fait que l'incertitude de mesure de l'amplitude Brillouin (incertitude verticale dans la fig.3.68) est inconnue.

### 3.8.3 Expérience de TDBS multi-impulsionnelle dans le MgO (111)

Il est décidé de réaliser des mesures de TDBS multi-impulsionnelles dans un échantillon autre que le verre de silice afin de déterminer si un signal Brillouin y est mesuré. On vérifie aussi si l'amplitude Brillouin varie en suivant une courbe en forme de cloche quand la cadence varie autour d'une sous-harmonique de la fréquence Brillouin, comme prédit par le modèle théorique.

L'échantillon choisi pour mener cette expérience est le cristal de MgO (111) car c'est le deuxième échantillon dont l'amplitude des oscillations Brillouin, mesurée en TDBS mono-impulsionnelle, est la plus grande (voir fig.2.59 dans la partie 2.5.4). De plus, sa fréquence Brillouin à 515 nm vaut $f_B = 68.5 \pm 0.8$ GHz, donc la cadence est balayée autour de la troisième sous-harmonique $f_B/4 = 17.125$ GHz, ce qui rentre dans la bande de cadence de la source laser à salve (11 GHz - 18 GHz).

Pour que le pic soit fin, le nombre d'impulsions par salve est fixé à 20 : 7 cadences allant de 16.675 GHz à 17.575 GHz par pas de 0.25 GHz sont testées. Pour toutes les cadences, la puissance moyenne vaut $\mathbf{P_p = 33\ mW}$ pour la pompe et $\mathbf{P_s = 175\ \mu W}$ pour la sonde. Toutes les mesures sont faites en prenant soin de ne pas changer l'alignement du montage de TDBS, qui a été réalisé à 17.125 GHz. Trois exemples de signaux Brillouin mesurés dans le cristal de MgO (111) avec trois cadences différentes sont tracés dans la fig.3.69.

L'évolution de l'amplitude Brillouin en fonction de la cadence des 20 impulsions est tracée dans la fig.3.70 : la méthode utilisée pour mesurer l'amplitude Brillouin est la même que celle des expériences précédentes (voir fig.3.42).

On retrouve dans les signaux tracés dans la fig.3.69 les marches d'escalier de la superposition pompe-sonde et les oscillations Brillouin (visibles à 17.125 GHz). Ces résultats confirment qu'un signal Brillouin est mesuré dans un échantillon autre que le verre de silice, ce qui valide l'expérience de TDBS multi-impulsionnelle.

L'évolution de l'amplitude Brillouin en fonction de la cadence des impulsions tracée dans la fig.3.70 confirme l'existence d'une sélectivité fréquentielle telle que prédite par la théorie et comme mesurée dans e verre de silice : quand la cadence des impulsions s'éloigne de $f_B/4$, l'amplitude Brillouin décroit et le maximum semble localisé autour de $f_B/4$ l'amplitude Brillouin décroit quand la cadence s'éloigne de $f_B/4 = 17.125$ GHz.

Une régression non linéaire des mesures de la fig.3.70 est réalisée sur le modèle théorique : les paramètres fixés sont l'indice optique à 515 nm ($n_s = 1.7439$ dans le MgO (111)), le nombre d'impulsions ($N = 20$) et le coefficient d'atténuation acoustique en amplitude $\alpha_a$. Sa valeur n'ayant pas été trouvée dans la littérature scientifique, elle considérée nulle ($\alpha_a = 0\ \mathrm{m.s^{-1}}$). Les valeurs du

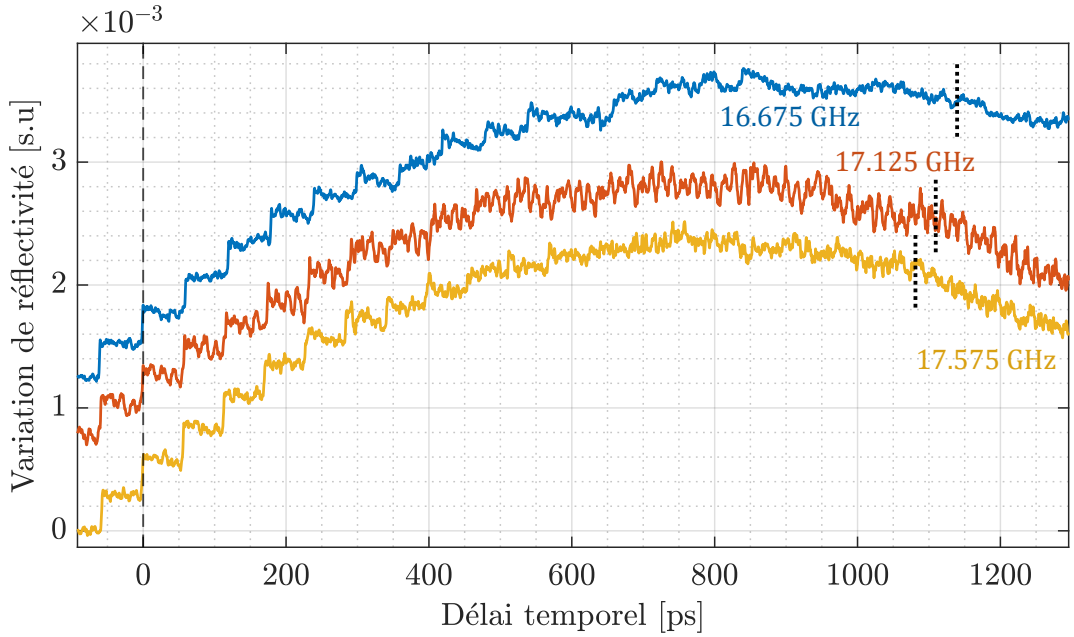


FIGURE 3.69 – Signaux Brillouin mesurés dans le cristal de MgO (111) pour trois cadences différentes avec 20 impulsions par salve. La fin de la superposition pompe-sonde est indiquée par les pointillés courts verticaux. La séparation verticale des courbes est ajoutée manuellement pour faciliter leur visualisation.

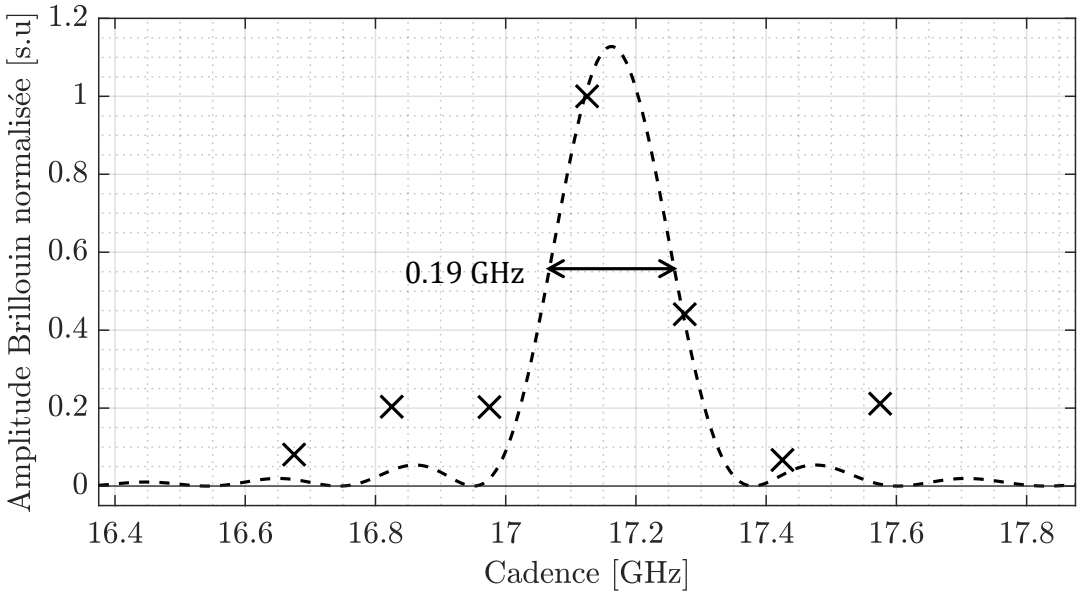


FIGURE 3.70 – Amplitude Brillouin en fonction de la cadence mesurée dans le cristal de MgO (111) avec 20 impulsions par salve. Les amplitudes ne sont pas corrigées en énergie. La régression avec le modèle théorique est tracée en pointillés.

coefficient multiplicateur "a" et de la fréquence Brillouin $f_B$ obtenues avec la régression sont les suivantes :

$$\begin{cases} a = 1.1 \pm 0.4 \\ f_B = 68.7 \pm 0.2 \text{ GHz} \\ R^2 = 0.83 \end{cases}$$

La fréquence Brillouin obtenue avec la régression est cohérente avec celle mesurée avec l'expérience mono-impulsionnelle ($68.5 \pm 0.8$ GHz, partie 2.5.4). Les valeurs sont proches (différence de 0.3 %) et leurs plages d'incertitude se superposent.

On constate cependant que l'incertitude relative du coefficient "a" est de 36 % et que $R^2$ = 0.83 : il semble donc que la régression sur le modèle théorique ne soit pas fiable. Ce résultat est confirmé par les points mesurés en dehors du pic centré à $f_B/4$ dans la fig.3.70 : les valeurs sont significativement supérieures à celles prédites par la théorie. L'origine de ces différences est sans doute le bruit des mesures et la faible amplitude des oscillations Brillouin.

En effet, on constate que les signaux de la fig.3.69 sont très bruités et que l'amplitude des oscillations Brillouin est faible, même quand la cadence est égale à $f_B/4$ = 17.125 GHz, soit le maximum. Cela s'explique par le fait que les oscillations Brillouin sont initialement faibles dans les mesures mono-impulsionnelles (voir fig.2.59 dans la partie 2.5.4). De plus, la cadence varie autour de la troisième sous-harmoniques $f_B/4$ donc, comme prédit par la théorie, le signal Brillouin est atténué par l'atténuation acoustique. À cela s'ajoute le fait que la portion du signal où la propagation acoustique est libre (après les pointillés courts verticaux dans la fig.3.69) est courte ce qui introduit une grande incertitude de mesure dans la transformée de Fourier (voir l'étape 4 dans la fig.3.42). Toutes ces propriétés ont pour conséquence d'introduire un bruit important dans la mesure de l'amplitude Brillouin : cela met encore une fois en lumière l'incertitude de mesure de l'amplitude Brillouin.

### 3.8.4 Conclusion

L'insertion d'un laser CW 1064 nm et d'un WDM avant l'entrée du pré-amplificateur pour réduire le dépointage permet de drastiquement augmenter le nombre de points dans une campagne de mesure de TDBS multi-impulsionnelle.

Les mesures précises de l'évolution de l'amplitude Brillouin autour de la première sous-harmonique $f_B/2$ dans le verre de silice corroborent les résultats des parties précédentes ainsi que le modèle théorique. Les mesures réalisées dans l'échantillon de MgO (111) autour de la troisième sous-harmonique $f_B/4$ renforcent la validité du concept de l'expérience de TDBS multi-impulsionnelle en prouvant qu'elle peut être réalisée dans plusieurs échantillons et à différentes sous-harmoniques Brillouin.

Les fluctuations observées entre les valeurs mesurées et celle théoriques mettent en lumière le fait que l'incertitude de la mesure de l'amplitude Brillouin est inconnue. Plusieurs phénomènes ayant un impact sur le bruit ont été identifiés comme par exemple la durée du signal mesuré, l'amplitude initiale des oscillations Brillouin, la sous-harmonique sondée etc.

## 3.9 Conclusion et perspectives

### 3.9.1 Conclusion

Ce chapitre a présenté la nouvelle expérience de TDBS multi-impulsionnelle dans laquelle la génération acoustique et la détection sont faites avec des salves d'impulsions. Une telle expérience nous a conduit à mettre au point une source laser générant des salves d'impulsions dont la cadence est continuellement réglable entre 11 GHz et 18 GHz et dont le nombre est d'au moins 5 : elle est créée à partir du PFEO GigaPico. Les nouveautés apportées par la source laser à salves sont les suivantes : les impulsions sont colinéaires, rendant ainsi la détection multi-impulsionnelle possible, le profil des salves est relativement plat et le nombre d'impulsions par salve est réglable.

Un modèle théorique de l'expérience de TDBS multi-impulsionnelle a été développé : il révèle que la génération et détection multi-impulsionelles rendent la mesures Brillouin sensible à la cadence et que plus le nombre d'impulsions augmente, plus la sensibilité est exacerbée.

En remplaçant la source mono-impulsionnelle de l'expérience de TDBS du chapitre 2 par celle multi-impulsionnelle, nous avons mis en place un montage expérimental de TDBS multi-impulsionnelle.

Des oscillations Brillouin ont été mesurées dans du verre de silice et du MgO (111), validant ainsi le fonctionnement de l'expérience.

Des mesures réalisées en balayant la cadence des impulsions autour de la fréquence Brillouin et de sa première et troisième sous-harmoniques ($f_B/2$ et $f_B/4$) ont révélé que l'amplitude Brillouin s'estompe quand la cadence s'éloigne de ces fréquences et que plus il y a d'impulsions, plus les pics sont fins. Aussi, en fixant la cadence à $f_B/2$, l'amplitude Brillouin décroit avec le nombre d'impulsions. Ces résultats expérimentaux sont prédis par le modèle théorique : il fournit les explications des phénomènes sous-jacents.

Cependant, des déviations entre certaines mesures expérimentales et le modèle théorique ont été observées, révélant ainsi les limites de ce dernier : la non inclusion des phénomènes thermiques est sans doute l'une des principales cause. De plus, des mesures avec plus de points ont mis en lumière le fait que l'incertitude de la mesure de l'amplitude Brillouin est inconnue est qu'elle pourrait être importante.

### 3.9.2 Perspectives

La validation du concept de l'expérience de TDBS multi-impulsionnelles ouvre la voie à de nouvelles expériences. Les résultats expérimentaux ont mis en évidence des pistes d'amélioration du montage expérimental.

#### Réduction du dépointage de l'amplificatur de puissance

L'insertion de la diode laser CW 1064 nm et du WDM dans la partie fibrée de la source laser a été faite pour réduire le dépointage du faisceau amplifié en sortie de l'amplificateur de puissance. Bien que cette méthode fonctionne, elle rend l'utilisation du montage expérimental complexe et introduit un risque d'endommager les amplificateurs lors d'un changement de cadence si une erreur venait à être commise.

La solution serait de placer un miroir motorisé (type PIM1/M, Thorlabs) à la sortie de l'amplificateur de puissance qui réajuste en permanence la position du faisceau amplifié pour compenser le dépointage : le concept du montage est schématisé dans la fig.3.71.

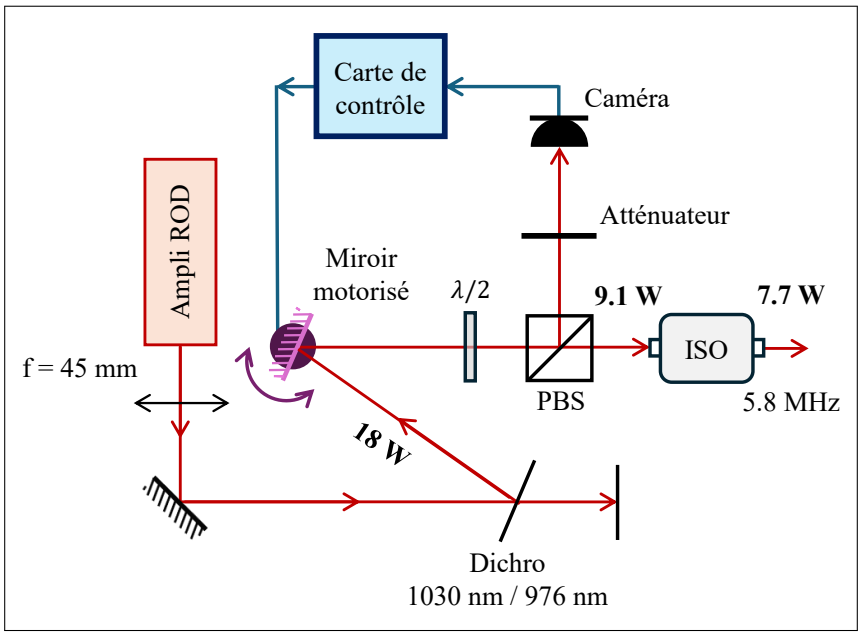


FIGURE 3.71 – Schéma du principe de compensation du dépointage du faisceau de l'amplificateur de puissance avec un miroir motorisé et une caméra.

Comme montré dans la fig.3.71, le faisceau laser réfléchi par le PBS (non utilisé) est envoyé sur une caméra (après atténuation). Cette dernière mesure en continue la position du faisceau et réajuste l'orientation du miroir pour le garder à la même position : le faisceau laser reste stable. Cette technique permettrait de réduire le dépointage du faisceau ce qui rendrait l'utilisation de l'expérience de TDBS et le changement de cadence plus simples.

**Expérience de TDBS avec deux sources mono- et multi-impulsionnelles**

La source laser multi-impulsionnelle ne pouvant que fournir des salves d'impulsions, il serait intéressant d'avoir une expérience de TDBS dans laquelle la pompe est une salve et la sonde une impulsion unique et inversement. Cela permettrait d'étudier séparément l'impact de la pompe et la sonde quand elles sont multi-impulsionnelles.

L'idée pour avoir un tel montage expérimental est d'utiliser un deuxième laser qui fournit des impulsions uniques qui serait synchronisé avec notre source multi-impulsionnelle pour qu'elle soient de même cadence : le concept est résumé dans la fig.3.72.

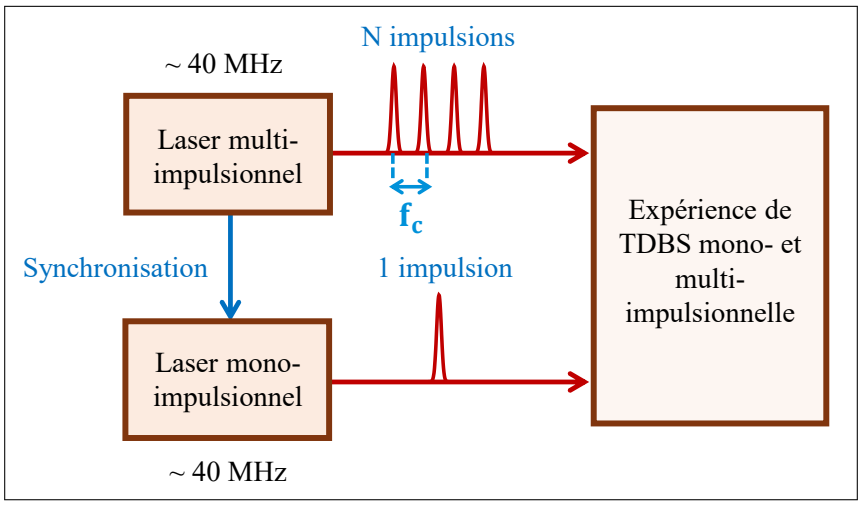


FIGURE 3.72 – Schéma du montage expérimental utilisant deux sources laser mono- et multi-impulsionnelles.

**Prise en compte des effets thermiques dans le modèle théorique**

Comme cela a été révélé par les expériences de TDBS multi-impulsionnelles, il semble que la non prise en compte des effets thermiques dans le modèle théorique ne permette pas de prédire fidèlement les résultats expérimentaux quand ils deviennent non négligeables.

Dans notre cas, le film transducteur est en chrome et la pompe est à 1030 nm. Quand une impulsion pompe est absorbée par le film, elle l'est sur une profondeur d'environ 23 nm. Or, le coefficient de diffusivité thermique du chrome vaut 0.2 0.2 $cm^2.s^{-1}$ donc le temps de diffusion une fois l'impulsion pompe absorbée est d'environ 26 ps : ce temps est proche de la période des impulsions de GigaPico (de 11 GHz à 18 GHz, donc une période entre 28 ps et 45 ps) donc quand l'impulsion pompe suivante éclaire le film, il est encore chaud. Par conséquent, le différentiel de température est plus faible ce qui rend l'émission acoustique moins efficace.

Pour prendre en compte l'échauffement du film transducteur, nous proposons d'utiliser le *modèle à deux température* (2TM) qui prédit l'évolution de la température des électrons ($T_e$) et de la lattice du film ($T_l$) quand il est éclairé par une impulsion pompe [140]. Une forme générale et simplifiée des équations est la suivante :

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = -\vec{\nabla}.\vec{Q}_e - G(T_e - T_l) + S \tag{3.32}$$

$$C_l \frac{\partial T_l}{\partial t} = \vec{\nabla}.\vec{Q}_l + G(T_e - T_l) \tag{3.33}$$

où G est facteur de couplage électron/phonon, Q est le flux thermique, C est la capacité thermique volumique et S est la source (l'impulsion pompe). Ces équations nous permettrons de comprendre comment évolue la température du film et donc d'évaluer l'efficacité de génération acoustique avec une salve d'impulsions pompes.

**Incertitude de la mesure de l'amplitude Brillouin**

Les mesures de TDBS multi-impulsionnelles réalisées avec 25 points ont mis en lumière le fait que nous ne connaissons pas l'incertitude de la mesure de l'amplitude Brillouin : il est donc important de l'évaluer.

Nous savons que l'amplitude Brillouin dépend de l'alignement, des hétérogénéités de l'échantillon, de la géométrie du faisceau pompe etc. Des premières mesures de la variation de l'amplitude Brillouin en désalignant volontairement le montage de TDBS multi-impulsionnelle ont révélé que l'amplitude absolue mesurée pouvait varier d'un facteur 3.

Il sort de ces premières mesures de l'incertitude que la mesure de l'amplitude Brillouin est très sensible à l'alignement. Nous proposons pour la suite d'évaluer dans un premier temps la variation de l'amplitude Brillouin à différentes cadences en désalignant et réalignant volontairement le montage expérimental. Dans une deuxième expérience, nus proposons de mesurer les fluctuations de l'amplitude Brillouin à différentes cadences mais en gardant le même alignement.

**Analyse de la superposition pompe-sonde**

Seule la partie de propagation acoustique libre des mesures de TDBS multi-impulsionnelles ont été étudiées or, la superposition pompe-sonde est aussi mesurée et possède un modèle théorique.

Par exemple, les expériences réalisées dans le verre de silice autour de $f_B/2 = 16.75$ GHz avec 5 impulsions par salve ont mesurées dans leur entièreté la superposition pompe-sonde. En isolant les oscillations Brillouin à chaque superposition, il est possible d'en extraire l'amplitude et la phase pour les comparer au modèle théorique.

**Autres applications acoustiques de la source multi-impulsionnelle**

Pour terminer, les mesures de TDBS multi-impulsionnelles ont prouvées le concept de la génération acoustique et la détection avec des salves d'impulsions, ouvrant ainsi la voie à d'autres applications.

On peut imaginer que la génération multi-impulsionnelle serve à exciter et sonder les fréquences propres d'un système comme par exemple les résonances acoustiques d'une membrane [182] ou d'un film [183]. Aussi, remplacer une impulsion pompe unique d'énergie $E_o$ par une salve de N impulsions d'énergie $E_o/N$ conduit à mesurer un signal Brillouin d'amplitude similaire. Une telle propriété a des applications intéressantes pour sonder des échantillons sensibles à l'intensité des impulsions, comme par exemple en biologie.

Dans les travaux de C.Klieber *et al.* publiés dans [179], il est expliqué que la détection multi-impulsionnelle pourrait améliorer le contraste spectral d'une mesure de la déformation acoustique faite avec un interféromètre. Notre source laser multi-impulsionnelle générant des salves d'impulsions colinéaires, cette nouveauté rend possible son utilisation dans des interféromètres ouvrant ainsi la voie à de nouvelles expériences acoustiques.

# Chapitre 4

# La précession magnétique picoseconde multi-impulsionnelle

## 4.1 Introduction

Ce chapitre ouvre la discussion vers les mesures de précession magnétique réalisées avec le montage expérimental pompe-sonde.

Plusieurs raisons motivent la réalisation d'expériences de magnétisme avec le montage. La première est que le montage expérimental développé pour les mesures acoustiques est quasiment identique à celui utilisé pour les expériences de magnétisme ultra-rapide. La deuxième est que l'expérience pompe-sonde multi-impulsionnelle représente une opportunité pour étudier et manipuler la précession magnétique avec de nombreuses applications. Comme en acoustique, notre montage expérimental a pour nouveauté de pouvoir utiliser des salves d'impulsion de cadence réglable pour la pompe et la sonde, cette dernière étant permise par la colinéarité des impulsions.

Dans une première partie, les principes et concepts fondamentaux de la précession magnétique et de leur mesure sont brièvement introduits. Dans une deuxième partie, les premières expériences de précession magnétique mono et multi-impulsionelles sont présentées afin de valider le concept.

Ces recherches sont menées en collaboration avec Madjid Anane du Laboratoire Albert Fert (UMR 137, Université Paris-Saclay), Valentin Cherruault et Thomas Pezeril de l'Institut de Physique de Rennes (IPR, UMR 6251, Université de Rennes) nous ont aidés à concevoir le protocole d'alignement et de mesure de la précession magnétique. Les échantillons étudiés ont été fabriqués par Jamal Ben Youssef et Nathan Beaulieu au Laboratoire des Sciences et Techniques de l'Information, de la Communication et de la Connaissance (Lab-STICC, UMR 6285, Université de Bretagne Occidentale). Les mesures magnétiques présentées dans ce chapitre ont été réalisées par Cássia Corso (LP2N, UMR 5298, Université de Bordeaux).

## 4.2 La précession magnétique et l'effet Kerr magnéto-optique

La précession magnétique et le principe de sa mesure avec l'effet Kerr magnéto-optique sont introduits dans cette partie.

### 4.2.1 La précession magnétique

L'aimantation peut être définie comme la capacité d'un milieu à émettre un champ magnétique non nul. Elle trouve son origine dans les électrons qui possèdent chacun un *moment magnétique* $\vec{\mu}_e$, résultat de la contribution du spin (S) et du moment angulaire orbital (L). La contribution des noyaux est généralement négligée. Les interactions entre l'ensemble des électrons d'un atome

conduisent ce dernier à avoir un moment magnétique $\vec{\mu}$. À l'échelle macroscopique, *l'aimantation* d'un milieu est définie comme la densité volumique de moment magnétique : elle est notée $\vec{M}$ et a pour unité l'ampère par mètre ($A.m^{-1}$). Il existe de multiples configurations des moments magnétiques à l'échelle microscopique qui définissent différentes familles de milieux magnétiques (paramagnétique, antiferromagnétique, ferrimagnétique...). Dans nos expériences, le milieu étudié est ferromagnétique : tous les moments magnétiques sont alignés dans la même direction donc l'aimantation $\vec{M}$ est non nulle quand le champ magnétique extérieur est nul [212, 213].

Lorsqu'un atome est plongé dans un champ magnétique extérieur $\vec{H}_{ext}$ ($A.m^{-1}$), son moment magnétique $\vec{\mu}$ s'aligne sur $\vec{H}_{ext}$, comme montré dans la fig.4.1(a).

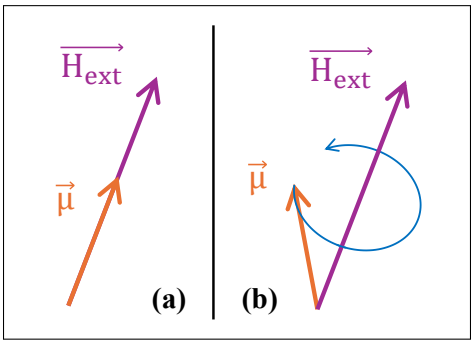


FIGURE 4.1 – Explication schématique de la précession du moment magnétique $\vec{\mu}$ d'un atome plongé dans un champ magnétique $\vec{H}_{ext}$.

Si le moment magnétique est désaligné de $\vec{H}_{ext}$ comme dans la fig.4.1(b), il se réaligne progressivement sur le champ magnétique extérieur en tournant autour : il s'agit de la *précession magnétique*. C'est un processus périodique dont la fréquence a pour expression :

$$f_p = \gamma \frac{\mu_o}{2\pi} ||\vec{H}_{ext}|| \tag{4.1}$$

où $\gamma$ est le *rapport gyromagnétique* (en $rad.s^{-1}.T^{-1}$) et $\mu_o = 1.257 \times 10^{-6}$ $T.m.A^{-1}$ est la perméabilité du vide. Notons qu'il s'agit d'une expression simplifiée : dans des milieux plus complexes la fréquence dépend de l'anisotropie, de la géométrie etc.

La précession peut être étudiée avec l'aimantation $\vec{M}$ : son évolution est décrite par l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) dont l'expression est la suivante [212, 213]

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\mu_o \left(\vec{M} \times \vec{H}_{eff}\right) + \frac{\alpha}{||M(t)||} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \tag{4.2}$$

où $\vec{H}_{eff}$ est le champ magnétique effectif et $\alpha$ est le paramètre d'atténuation (sans unité). Le terme $\vec{M} \times \vec{H}_{eff}$ modélise la précession de l'aimantation autour de $\vec{H}_{eff}$ et $\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}$ l'atténuation de la précession.

Il existe plusieurs méthodes pour désaligner l'aimantation d'un matériau plongé dans un champ magnétique extérieur. Celle utilisée dans nos expériences consiste à éclairer localement l'échantillon avec une impulsion optique picoseconde intense (la pompe). En se propageant dans le milieu férromagnétique, elle est absorbée et accélère les électrons qui à leur tour, chauffent localement l'échantillon par collisions avec ses atomes. L'échauffement induit une désaimantation locale [214] qui, une fois l'impulsion pompe terminée et la température revenue à l'équilibre, entre en précession autour du champ magnétique extérieur jusqu'à se réaligner dessus. Avec cette méthode optique, le désalignement magnétique est localisé à un instant précis ce qui permet de mesurer l'évolution temporelle de la précession. La mesure se fait avec une deuxième impulsion sonde retardée dans le temps : le principe de la mesure est expliqué dans la partie suivante.

### 4.2.2 L'effet Kerr magnéto-optique

Pour mesurer la précession magnétique, une deuxième impulsion optique (la sonde) polarisée linéairement et retardée dans le temps éclaire la zone de l'échantillon dont l'aimantation a été désalignée. En étant réfléchie, l'angle de son axe de polarisation est modifié et change en fonction de l'orientation de $\vec{M}$. Comme l'aimantation varie dans le temps à cause de la précession, l'angle de la sonde réfléchie varie périodiquement à la fréquence de précession. Le phénomène physique sur lequel repose la mesure de précession est *l'effet Kerr magnéto-optique* (MOKE) : il correspond à la modification de la polarisation d'une onde électromagnétique réfléchie par un milieu plongé dans un champ magnétique. L'effet MOKE est l'équivalent en réflexion de *l'effet Faraday* : quand une onde électro-magnétique polarisée linéairement traverse un milieu plongé dans un champ magnétique $\vec{B}$, sa polarisation devient elliptique et son axe tourne [140, 215]. L'effet Faraday est expliqué dans la fig.4.2.

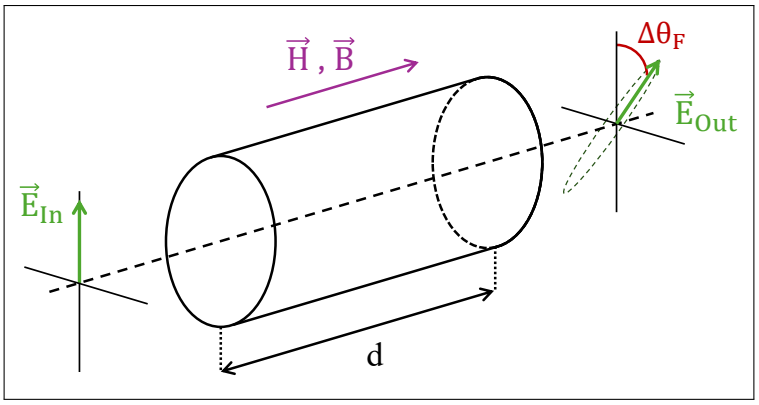


FIGURE 4.2 – Explication schématique de l'effet Faraday sur un champ électrique polarisé linéairement $\vec{E}_{In}$.

L'angle de rotation $\theta_F$ de l'axe de polarisation a pour expression :

$$\Delta\theta_F = \nu||\vec{B}||d \tag{4.3}$$

où $\nu$ est la constante de Verdet (en rad.T$^{-1}$.m$^{-1}$) qui dépend des propriétés du milieu et de la longueur d'onde du champ incident $\vec{E}_{In}$ et d est la longueur du milieu dans lequel se propage le champ électrique. Le changement de la polarisation linéaire en elliptique est négligé car très faible. L'effet Faraday et MOKE peuvent s'expliquer par le fait que dans le milieu, les électrons des atomes subissent la force de Lorentz dont l'expression est la suivante :

$$\vec{F} = -e\vec{E}_{In} - e\vec{v}_e \times \vec{B} \tag{4.4}$$

où $e = 1.6\times10^{-19}$ C est la charge électrique élémentaire des électrons (valeur absolue) et $\vec{v}_e$ est la vitesse des électrons (m.s$^{-1}$). Ainsi, quand le champ électrique $\vec{E}_{In}$ pénètre dans l'échantillon, les électrons sont accélérés dans le sens opposé au champ électrique. Cependant, comme le milieu est plongé dans un champ magnétique $\vec{B}$, les électrons suivent une trajectoire circulaire orientée à gauche ou à droite en fonction de l'orientation de $\vec{B}$. Le champ électrique polarisé linéairement pouvant être décomposé en la somme de deux polarisations circulaires droite et gauche, chacune "perçoit" un milieu différent ce qui résulte en une rotation de l'axe de polarisation.

Dans le cas de l'effet MOKE, l'échantillon est plongé dans un champ magnétique externe pour forcer son aimantation à s'aligner suivant une direction. L'orientation de l'aimantation par rapport au plan d'incidence du champ électrique définit trois configurations MOKE montrées dans la fig.4.3.

La rotation de la polarisation est présente uniquement dans le cas polaire fig.4.3(a) et longitudinal fig.4.3(b). Ainsi, quand l'impulsion optique pompe désaligne localement l'aimantation, la

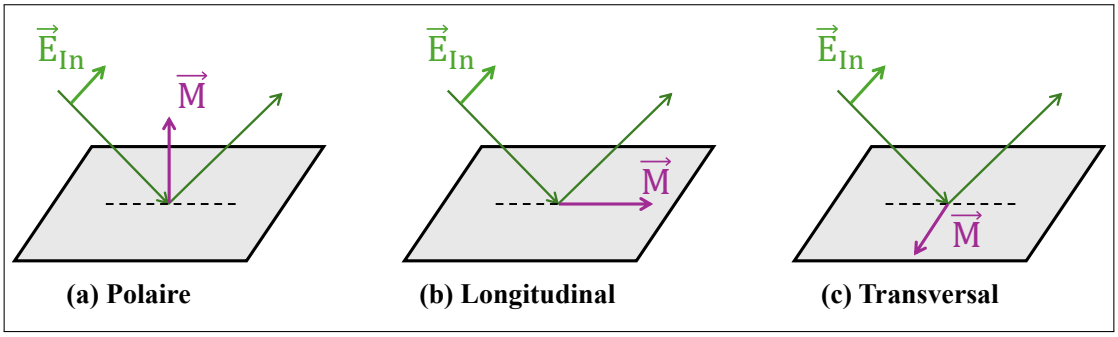


FIGURE 4.3 – Schémas des trois configurations de l'effet MOKE. **(a)** Polaire, **(b)** Longitudinale et **(c)** Transversale.

sonde focalisée sur la même surface "voit" un milieu dont l'aimantation $\vec{M}$ varie périodiquement grâce à la précession. Par conséquent, l'angle de polarisation de la sonde réfléchie varie périodiquement dans le temps à la fréquence de précession.

## 4.3 Mesures MOKE mono et multi-impulsionnelles

Les premières mesures de précession magnétique mono- et multi-impulsionnelles sont présentées dans cette partie.

### 4.3.1 Montage expérimental

Comme cela a été expliqué dans l'introduction, le montage expérimental de TDBS développé dans les chapitres 2 et 3 peut être utilisé pour étudier la précession magnétique à des échelles temporelles de l'ordre de la picoseconde. La différence réside dans la méthode de détection : la propriété physique de la sonde mesurée en TDBS est la puissance alors qu'il s'agit de l'axe de polarisation en magnétisme. Ainsi, le montage utilisé pour mesurer la variation de l'angle de polarisation dans les mesures MOKE est celui de la fig.4.4(b).

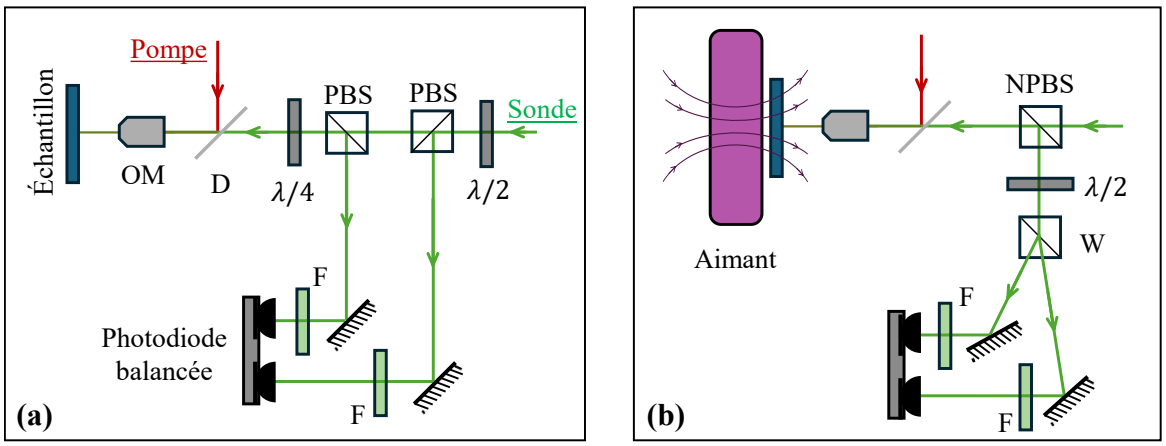


FIGURE 4.4 – Schémas de la détection **(a)** des oscillations Brillouin et **(b)** de la précession magnétique. OM : objectif de microscope, D : miroir dichroïque, PBS : cube polarisant, F : filtre, $\lambda/4$ : lame quart d'onde, $\lambda/2$ : lame demi-onde, NPBS : cube séparateur non polarisant, W : prisme de Wollaston.

Le montage de détection MOKE de la fig.4.4(b) consiste à transformer une variation d'angle de polarisation en une variation de puissance optique. La sonde réfléchie par l'échantillon est transmise à travers un prisme de Wollaston (Thorlabs) précédé d'une lame demi-onde. Cette dernière

est réglée de telle sorte à égaliser les puissances transmises par le prisme en l'absence de perturbation (sans précession) : cette situation est représentée dans la fig.4.5(a).

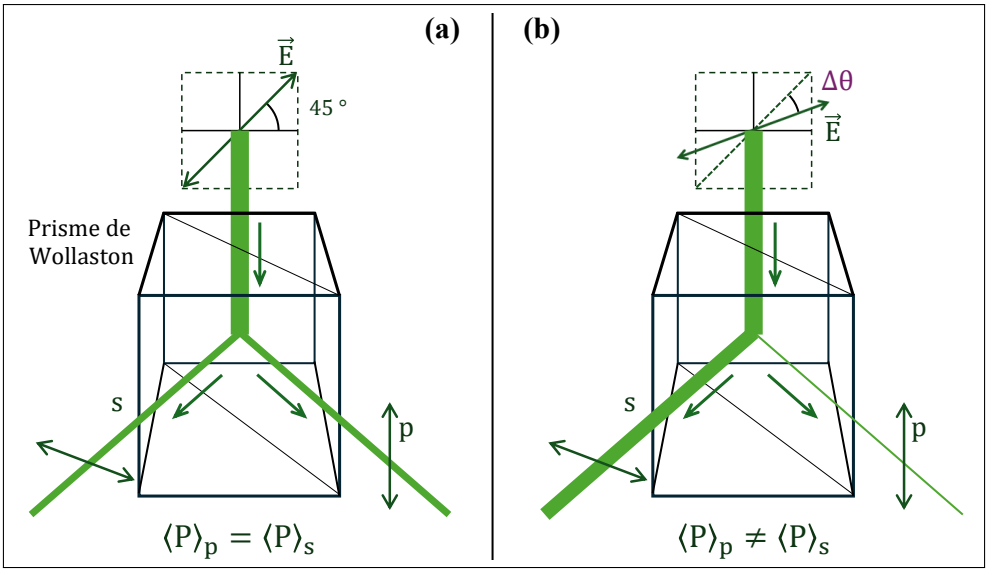


FIGURE 4.5 – **(a)** Explication schématique du réglage de la lame demi-onde pour égaliser les puissances transmises par le prisme de Wollaston sans dés-aimantation (pas de pompe). **(b)** Variation des puissances transmises quand l'angle de polarisation de la sonde réfléchie varie de $\Delta\theta$.

En réglant le système $\{\lambda/2$,prisme$\}$ comme dans la fig.4.5(a), une variation $\Delta\theta$ de l'angle de l'axe de polarisation de la sonde est traduite en une variation des puissances transmises dans les polarisations P et S (voir fig.4.5(b)). Ainsi, en mesurant les deux puissances avec une photodiode balancée (voir fig.4.4(b)), la différence des deux signaux mesurés est proportionnelle à la variation d'angle $\Delta\theta$ (variation faible de l'ordre du mrad). Si la différence des tensions mesurées est notée $\Delta V(t)$ et que la tension mesurée aux bornes des photodiodes sans pompe (donc sans perturbation magnétique) est $V_o$, alors la variation d'angle $\Delta\theta$ , après linéarisation, a pour expression :

$$\Delta\theta(t) \approx \frac{\Delta V(t)}{4V_o} \tag{4.5}$$

Ainsi, un changement simple de la méthode de détection permet de transformer l'expérience pompe-sonde de TDBS en une expérience pompe-sonde MOKE (précession magnétique). En balayant le délai temporel entre la pompe et la sonde, les oscillations de précession magnétique sont mesurées.

### 4.3.2 Mesures MOKE mono-impulsionnelles

Les premières mesures MOKE sont réalisées en mono-impulsionnel (une impulsion pompe et une impulsion sonde). Le but est de valider le fonctionnement du montage expérimental pour préparer les mesures multi-impulsionnelles. L'échantillon étudié est un alliage ferromagnétique de fer et de nickel (NiFe) sur lequel est collée une fine couche d'aluminium qui sert de support : la surface éclairée est celle de l'alliage. Pour appliquer un champ magnétique extérieur au NiFe, l'échantillon est fixé au centre d'un aimant permanent en néodyme (NdFeB) comme montré dans la photo de la fig.4.6.

Le point de l'échantillon sondé est localisé au centre de l'aimant permanent car le champ magnétique y est perpendiculaire à sa surface : de cette manière, l'aimantation possède une composante perpendiculaire (comme montré par les lignes de champs dans la fig.4.4(b)). Pour varier l'amplitude du champ magnétique, deux aimants sont utilisés : un cubique de dimensions 7x7x7

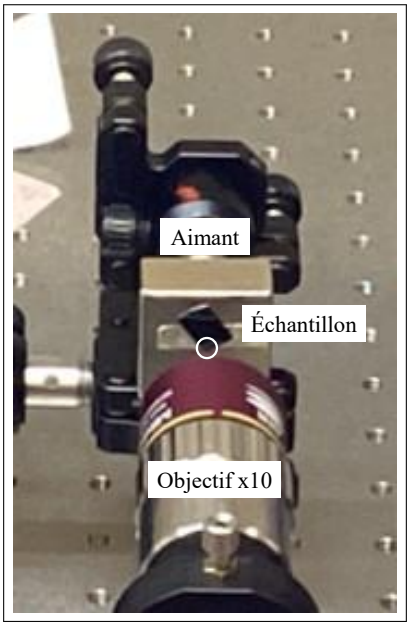


FIGURE 4.6 – Photo de l'échantillon fixé sur un aimant permanent. Le point sondé est localisé au centre de l'aimant (dans le cercle blanc).

mm (W-07-N, supermagnete.fr) appelé "aimant petit" et un parallélépipède 30x30x15 mm (Q-30-30-15-N, supermagnete.fr) appelé "aimant moyen". Les puissances pompe et sonde sont réglées de telle sorte que la fluence énergétique de la sonde vaut $\sigma_{\mathbf{s}} = \mathbf{50}\ \mu\mathbf{J.cm^{-2}}$ pour les deux aimants et que celle de la pompe vaut $\sigma_{\mathbf{p}} = \mathbf{1\ mJ.cm^{-2}}$ et $\sigma_{\mathbf{p}} = \mathbf{0.8\ mJ.cm^{-2}}$ respectivement pour l'aimant petit et moyen. Pour chaque aimant, 5 scans sont réalisés puis moyennés. Les signaux MOKE mesurés sont tracés dans la fig.4.7.

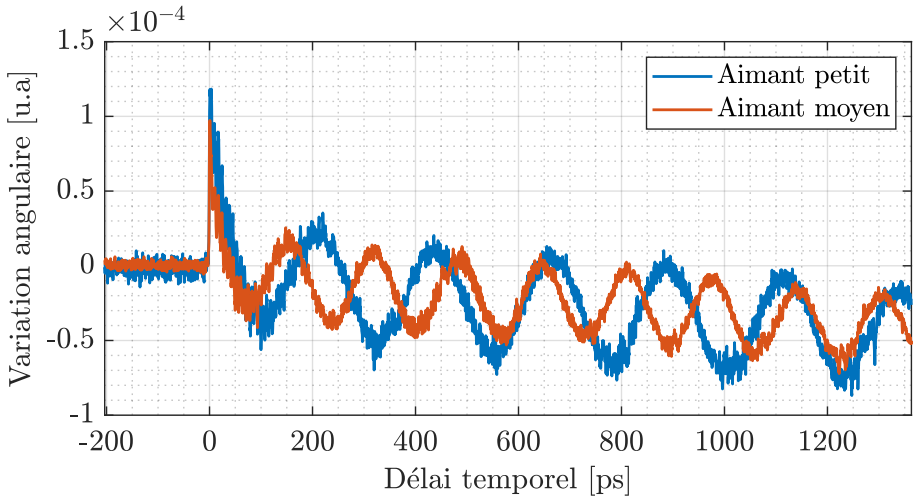


FIGURE 4.7 – Signaux MOKE mesurés en configuration mono-impulsionnelle avec les aimants petit et moyen.

On constate que les signaux mesurés dans la fig.4.7 présentent des oscillations : il s'agit de la précession magnétique. La fréquence des oscillations est égale à celle de précession : elle vaut **4.4 GHz** pour le petit aimant et **5.8 GHz** pour l'aimant moyen. L'augmentation de la fréquence peut s'expliquer par le fait que l'amplitude du champ magnétique de l'aimant moyen est plus grande que celle du petit aimant (cf Eq.4.1).

Les mesures MOKE mono-impulsionnelles réalisées dans l'échantillon de NiFe valident le fonctionnement du montage expérimental de précession magnétique. Cela nous permet de passer à l'étape suivante : les mesures MOKE multi-impulsionnelles.

### 4.3.3 Mesures MOKE multi-impulsionnelles

Comme dans les expériences de TDBS, les impulsions pompe et sonde uniques sont remplacées par des salves d'impulsions de cadence et nombre réglable. L'objectif des mesures MOKE multi-impulsionnelles présentées dans cette partie est de vérifier si un signal de précession peut être mesuré et comment évolue l'amplitude des oscillations MOKE quand la cadence et le nombre d'impulsions varient. L'échantillon utilisé est le même que celui des mesures mono-impulsionnelles (NiFe). Cependant, il n'est pas directement fixé à la surface de l'aimant car ce dernier est placé sur un support appartenant à une platine de translation et l'échantillon est fixé à une monture fixe indépendante comme montré dans la fig.4.8.

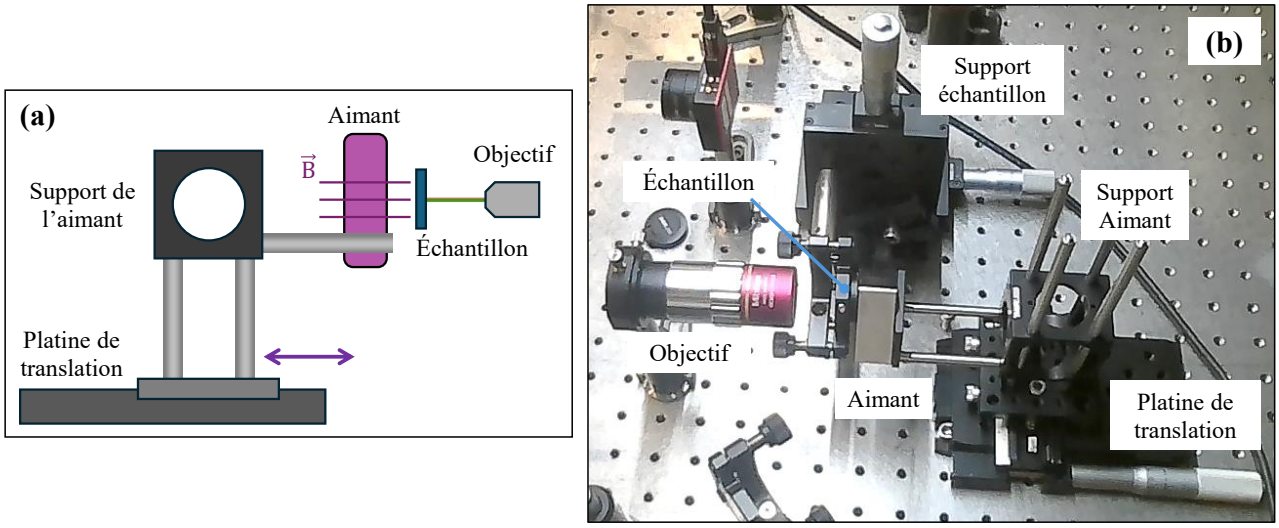


FIGURE 4.8 – **(a)** Schéma du nouveau support de l'aimant pour contrôler l'amplitude du champ magnétique. **(b)** Photo du nouveau support de l'aimant.

Cette modification du support de l'échantillon et de l'aimant a été introduite pour pouvoir facilement modifier l'amplitude du champ magnétique. Comme montré dans le schéma de la fig.4.8(a), l'aimant permanent est placé derrière l'échantillon de telle manière à ce que ses lignes de champ magnétique y soient perpendiculaires. En changeant a distance entre l'aimant et l'échantillon, l'amplitude du champ magnétique peu être modifiée et donc la fréquence de précession aussi. En plus de cette modification, l'aimant permanent utilisé est plus grand que ceux de la fig.4.7 (Q-40-40-20-N, supermagnete.fr) ce qui permet d'atteindre des amplitudes magnétiques plus importantes et donc des fréquences de précessions plus élevées. Cette dernière modification a été ajoutée pour que la fréquence de précession soit comprise dans la gamme de cadence de notre source laser multi-impulsionnelle (de 11 GHz à 18 GHz) : en plaçant l'aimant proche de l'échantillon, la fréquence de précession mesurée vaut **15.9 GHz**. La configuration n'est donc pas modifiée et est conservée pour les mesures multi-impulsionnelles.

Sept cadences (15 GHz, 15.3 GHz, 15.6 GHz, 15.9 GHz, 16 GHz, 16.32 GHz 16.5 GHz) et quatre nombres d'impulsions par salve (5, 10, 15, 20) sont testés. Les puissances moyennes pompe et sonde sont constantes et réglées de telle sorte que la fluence par salve sur l'échantillon est **2.2 mJ.cm$^{-2}$** pour la pompe et **0.2 mJ.cm$^{-2}$** pour la sonde. Les fluences par impulsion pompe et sonde changent avec le nombre d'impulsions par salve : les valeurs sont données dans le tableau 4.1.

| **Nombre d'impulsions** | **5** | **10** | **15** | **20** |
|---|---|---|---|---|
| **Fluence pompe** ($\mu$**J.cm$^{-2}$**) | 440 | 220 | 147 | 110 |
| **Fluence sonde** ($\mu$**J.cm$^{-2}$**) | 40 | 20 | 13 | 10 |

TABLE 4.1 – Fluences par impulsion pompe et sonde en fonction de leur nombre par salve.

Pour chaque cadence testée, 20 scans sont réalisés puis moyennés. Les signaux mesurés pour chaque nombre d'impulsions sont tracés dans les fig.4.9 (5 impulsions), 4.10 (10 impulsions), 4.11 (15 impulsions) et 4.12 (20 impulsions).

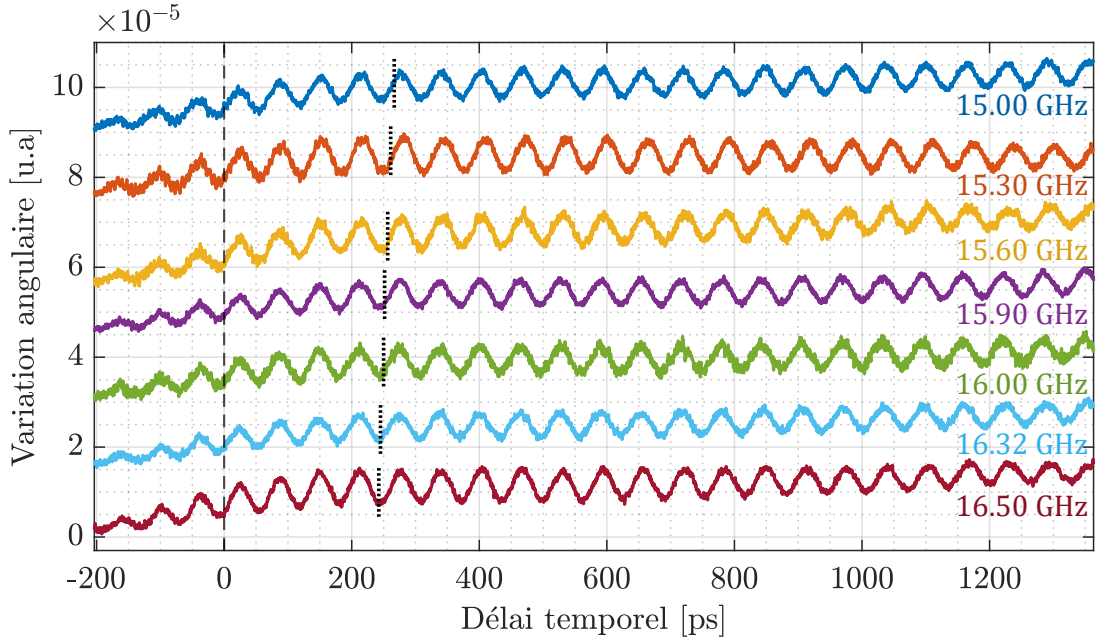


FIGURE 4.9 – Mesures MOKE multi-impulsionnelles réalisées avec 5 impulsions par salve sur l'échantillon de NiFe. La séparation verticale a été manuellement ajoutée pour faciliter la visualisation des signaux. La fin de la superposition pompe-sonde est indiquée par les segments verticaux en pointillés courts.

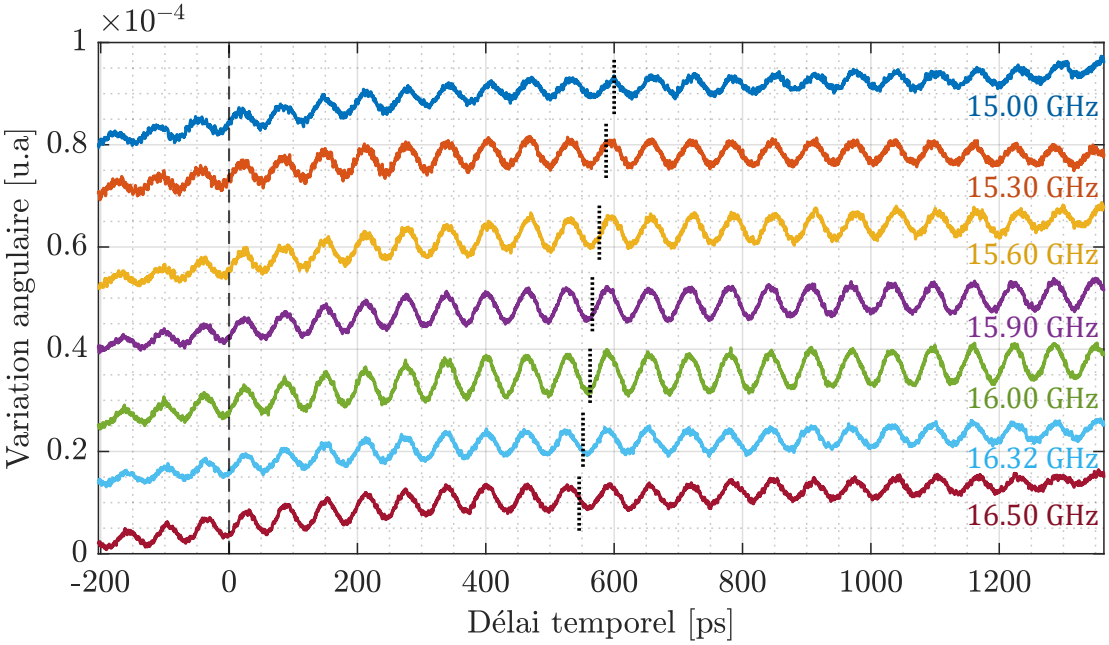


FIGURE 4.10 – Mesures MOKE multi-impulsionnelles réalisées avec 10 impulsions par salve sur l'échantillon de NiFe. La séparation verticale a été manuellement ajoutée pour faciliter la visualisation des signaux. La fin de la superposition pompe-sonde est indiquée par les segments verticaux en pointillés courts.

Tout comme les mesures de TDBS, le signal MOKE mesuré est composé de deux parties : la superposition pompe-sonde et la précession magnétique "libre", quand la superposition est ter-

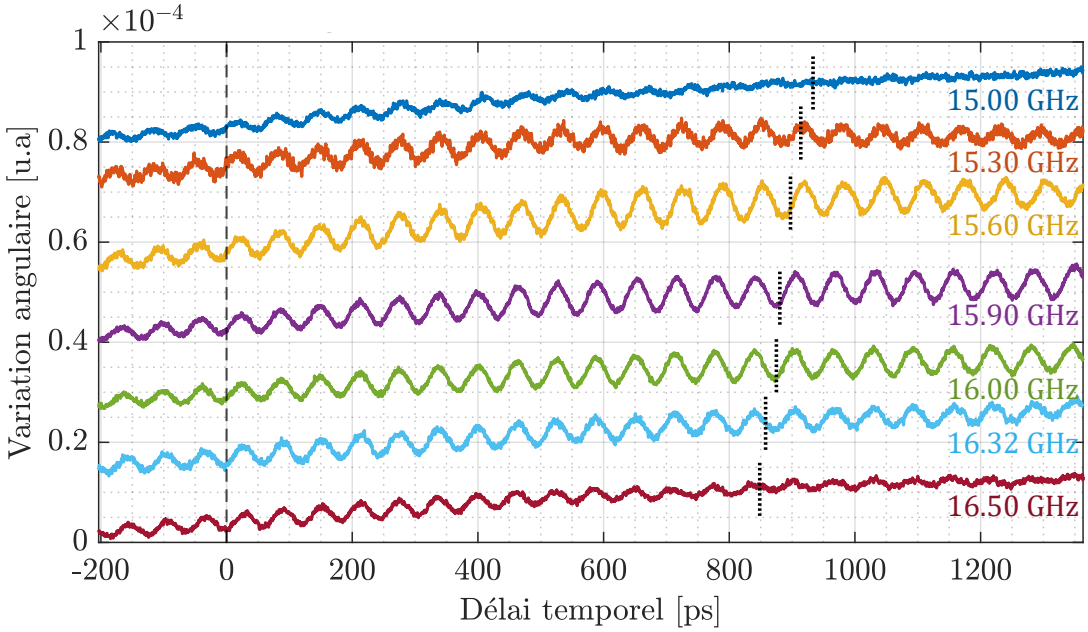


FIGURE 4.11 – Mesures MOKE multi-impulsionnelles réalisées avec 15 impulsions par salve sur l'échantillon de NiFe. La séparation verticale a été manuellement ajoutée pour faciliter la visualisation des signaux. La fin de la superposition pompe-sonde est indiquée par les segments verticaux en pointillés courts.

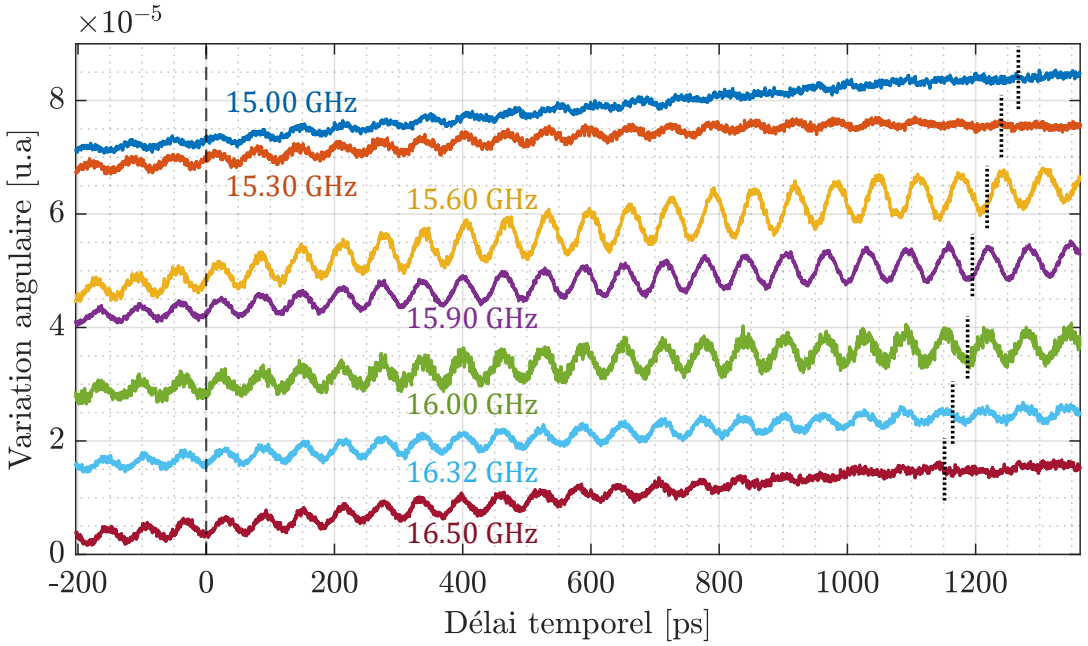


FIGURE 4.12 – Mesures MOKE multi-impulsionnelles réalisées avec 20 impulsions par salve sur l'échantillon de NiFe. La séparation verticale a été manuellement ajoutée pour faciliter la visualisation des signaux. La fin de la superposition pompe-sonde est indiquée par les segments verticaux en pointillés courts.

minée. Dans notre cas, nous nous intéressons uniquement à l'amplitude de la précession magnétique libre, appelée "amplitude MOKE" pour simplifier. On constate dans les fig.4.10, 4.11 et 4.12 que quand la cadence s'éloigne de 15.9 GHz, l'amplitude MOKE décroît et que la décroissance est plus accentuée quand le nombre d'impulsions par salve augmente. Ce phénomène n'est pas observé dans la fig.4.9, avec 5 impulsions par salve.

Pour mesurer l'amplitude MOKE, on utilise le même protocole que pour les mesures de TDBS

multi-impulsionnelles (voir fig.3.42). Pour chaque nombre d'impulsions, l'amplitude MOKE est mesurée en fonction de la cadence puis les valeurs sont normalisées en les divisant par celle maximale. Les évolutions de l'amplitude MOKE en fonction de la cadence sont tracées dans la fig.4.13 pour tous les nombres d'impulsions.

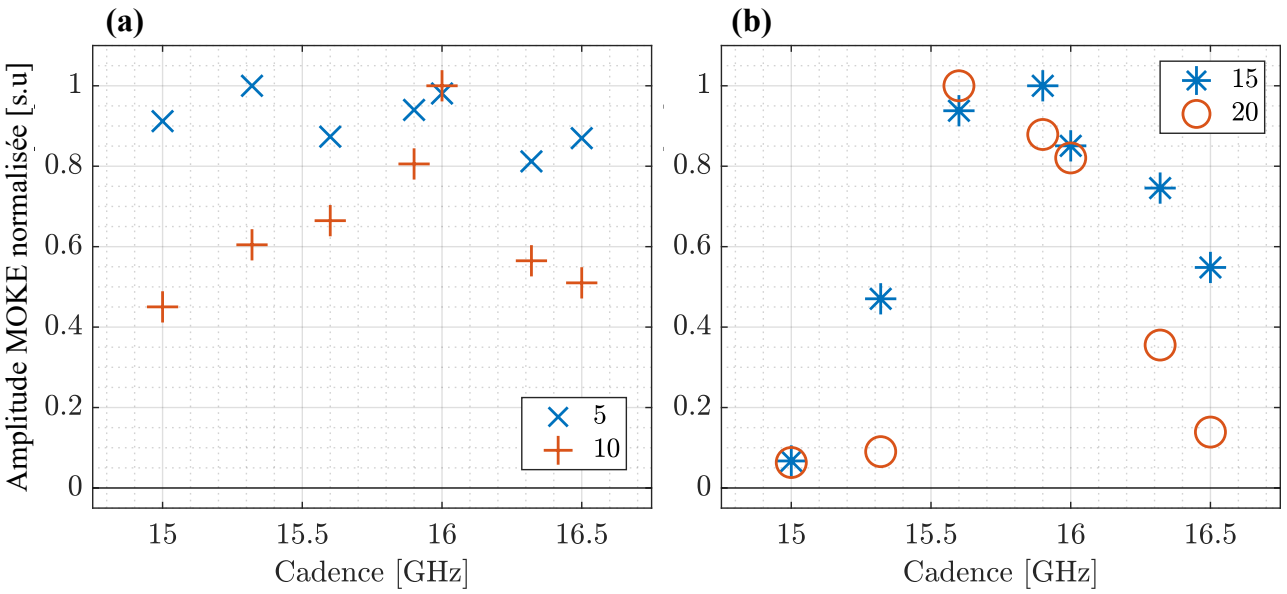


FIGURE 4.13 – Amplitudes des oscillations de précession magnétique libre en fonction de la cadence pour **(a)** 5, 10 et **(b)** 15, 20 impulsions par salve.

Les graphiques de la fig.4.13 mettent en évidence la décroissance de l'amplitude MOKE quand la cadence s'éloigne de la fréquence de précession (15.9 GHz). On constate que l'amplitude MOKE ne varie pas significativement pour 5 impulsions par salve : l'effet sélectif apparait à partir de 10 impulsions par salve. Il semble que plus le nombre d'impulsions augmente, plus les cloches sont fines, à l'instar du comportement observé dans les mesures acoustiques.

## 4.4 Conclusion

Une expérience de mesure de la précession magnétique avec l'effet MOKE a été développée. Des mesures faites dans un échantillon e NiFe dans le cas mono-impulsionnel (expérience classique) ont permis de valider le fonctionnement du montage expérimental, ouvrant donc la voie à de premières mesures multi-impulsionnelles. Comme dans l'expérience de TDBS, la source à salve impulsionnelle a été utilisée dans les mesures MOKE. Des signaux de précession ont pu être mesurés ce qui représente une étape clé dans la validation de l'expérience MOKE multi-impulsionnelle. En balayant la cadence des impulsions autour de la fréquence de précession $f_p$, l'amplitude MOKE décroit quand la cadence s'éloigne de $f_p$. À l'instar des mesures acoustiques, plus le nombre d'impulsions augmente, plus la mesure devient sélective en fréquence.

Ces résultats constituent une première preuve de concept de l'expérience MOKE multi-impuslionnelle. Ils forment une ouverture expérimentale pour de futurs projets de recherche dans notre laboratoire.

Par exemple, le réglage continue de la cadence des impulsions peut être utilisé pour manipuler le moment angulaire de spins avec des impulsions acoustiques [216, 217], générer des ondes de spin [218, 219] et les manipuler avec un train d'impulsions optiques [220-222] etc. Plus globalement, les expériences magnéto-optiques représentent un domaine en plein essor [223] avec des applications dans les mémoires magnétiques [224] et nous espérons que l'expérience MOKE multi-impulsionnelle développée dans notre laboratoire pourra contribuer aux nombreuses études fondamentales et applicatives magnéto-optiques.

# Conclusion générale

Les objectifs de la thèse étaient de construire une expérience de TDBS classique et de valider son fonctionnement pour ensuite remplacer la source laser mono-impulsionnelle par une qui génère des salves relativement plates d'impulsions colinéaires dont la cadence et le nombre sont continuellement variables. La base de cette source laser est un PFEO. Le but était ensuite de réaliser des expériences de TDBS multi-impulsionnelles afin de valider le concept du montage expérimental et d'étudier l'impact de la génération acoustique et de la détection multi-impulsionnelles sur le signal Brillouin.

Dans le chapitre 1, nous avons vu qu'il est possible de générer un train d'impulsions optiques, donc un peigne de fréquences optiques, en modulant en phase et en amplitude un laser CW avec des modulateurs électro-optiques : il s'agit d'un peigne de fréquences électro-optique (PFEO). Une telle source laser a pour particularité de générer un train d'impulsions dont la cadence est continuellement réglable. Celle que nous utilisons s'appelle GigaPico et fournit un train d'impulsions étirées dont la cadence est continuellement réglable entre 11 GHz et 18 GHz. Ces caractéristiques en font un candidat idéal pour créer une source laser à salves impulsionnelles.

Dans le deuxième chapitre, le principe de l'expérience de TDBS mono-impulsionelle (dite classique) a été présenté. Un modèle théorique de la génération acoustique et de la détection a été développé. Un montage de TDBS mono-impulsionnelle a été construit dans notre laboratoire. Des mesures Brillouin réalisées sur dix échantillons ont validé le fonctionnement du montage expérimental : l'ensemble de ces résultats nous ont permis de passer à l'expérience de TDBS multi-impulsionnelle.

Le coeur du travail de thèse est présenté dans le troisième chapitre. Le concept de la mesure de TDBS multi-impulsionnelle y a été introduit : elle consiste à générer une salve d'impulsions acoustiques avec une salve d'impulsions optiques pompes et de mesurer sa propagation avec une salve d'impulsions sondes.

Pour ce faire, une source laser générant des salves d'impulsions colinéaires a été construite à partir du PFEO GigaPico. La cadence des impulsions est continuellement réglable entre 11 GHz et 18 GHz et leur nombre par salve est au minimum de 5. Les nouveautés apportées par cette source sont que les salves sont relativement plates, que les impulsions sont colinéaires et que le nombre d'impulsions est réglable. De telles propriétés apportent une certaine flexibilité dans les mesures de TDBS et nous permettent de réaliser une détection acoustique avec une salve d'impulsions sondes.

Afin de valider le concept expérimental, des mesures de TDBS multi-impulsionnelles ont été réalisées dans du verre de silice et du cristal de MgO (111) en balayant la cadence autour de la première sous-harmonique Brillouin $f_B/2$, de la troisième $f_B/4$ et de la fondamentale $f_B$. Les mesures montrent que l'amplitude Brillouin décroît quand la cadence s'éloigne de ces fréquences et que les pics deviennent plus fins quand le nombre d'impulsions par salve augmente : des mesures avec plus de points corroborent ces résultats. L'ensemble de ces mesures sont prédites par le modèle théorique de la TDBS multi-impulsionnelle. Enfin, il a été observé que remplacer une unique

impulsion pompe par N impulsions de même énergie totale n'améliore pas l'amplitude Brillouin. Tous ces résultats valident l'expérience de TDBS multi-impulsionnelle. Ils ont aussi pu mettre en évidence les limites du modèle théorique qui ne prend pas en compte les effets thermiques et ont mis en lumière l'importance de déterminer l'incertitude de la mesure de l'amplitude Brillouin.

Le quatrième et dernier chapitre est une ouverture expérimentale sur la mesure de la précession magnétique. Une telle expérience est possible car le montage pompe-sonde de la TDBS est quasiment identique à celui de la précession magnétique : la mesure se fait par le biais de l'effet Kerr magnéto-optique (MOKE). Des expériences ont pu être réalisées dans les cas mono- et multi-impulsionnelles, validant ainsi le fonctionnement de l'expérience MOKE. Ces résultats ouvrent la voie à des mesures de précession magnétique multi-impulsionnelles.

Le travail de cette thèse est au croisement de plusieurs domaines de recherche : l'expérience de diffusion Brillouin temporelle (TDBS) et les peignes de fréquences électro-optiques (PFEO), avec une ouverture sur la précession magnétique. L'ensemble des objectifs ont été remplis. Cette thèse a permis de démontrer expérimentalement qu'une source PFEO peut être utilisée pour réaliser une expérience de TDBS multi-impulsionnelle avec des salves d'impulsions colinéaires, réglables en cadence et en nombre d'impulsions. Elle montre que la mesure Brillouin devient sensible à la cadence des impulsions et que la sélectivité fréquentielle augmente avec le nombre d'impulsions. Cette preuve de concept ouvre la voie à de nombreuses expériences. Les applications les plus prometteuses sont celles en spintronique car la génération avec une salve d'impulsions pourrait servir à manipuler des ondes de spin ou à étudier l'interaction acousto-magnétique.

# Annexe A

# Les équations de Maxwell

Dans cette annexe, nous rappelons les équations de Maxwell avec les relations constitutives. À partir de cet ensemble d'équations, nous déduisons l'équation de propagation du champ électrique. Comme les équations de Maxwell et la démonstration de l'équation de propagation ont recourt à des opération vectorielles, nous profitons de cette annexe pour les introduire au lecteur(-trice) qui ne serait pas familier avec.

## A.1 Les équations de Maxwell

Considérons un champ électromagnétique représenté par le duo de vecteurs $(\vec{\mathrm{E}}, \vec{\mathrm{B}})$. Le vecteur $\vec{\mathrm{E}}$ est le champ électrique ($\mathrm{V.m^{-1}}$, Volt par mètre) et $\vec{\mathrm{B}}$ le champ densité magnétique (T, Tesla). Ce sont des vecteurs colonnes à trois coordonnées exprimées dans un repère orthonormé $\mathscr{R}$. La base du repère est écrite $(\hat{\mathrm{e}}_\mathrm{x}, \hat{\mathrm{e}}_\mathrm{y}, \hat{\mathrm{e}}_\mathrm{z})$. Les coordonnées des vecteurs $\left(\vec{\mathrm{E}}, \vec{\mathrm{B}}\right)$ sont respectivement écrites $\mathrm{E_i}$ et $\mathrm{B_i}$ dans le repère $\mathscr{R}$. Les vecteurs sont ainsi exprimés de la manière suivante :

$$\vec{\mathrm{E}}(\vec{\mathrm{r}}, \mathrm{t}) = \begin{pmatrix} E_x(\vec{r}, t) \\ E_y(\vec{r}, t) \\ E_z(\vec{r}, t) \end{pmatrix}, \ \vec{\mathrm{B}}(\vec{\mathrm{r}}, \mathrm{t}) = \begin{pmatrix} B_x(\vec{r}, t) \\ B_y(\vec{r}, t) \\ B_z(\vec{r}, t) \end{pmatrix} \tag{A.1}$$

L'évolution temporelle et spatiale des champs $\vec{\mathrm{E}}$ et $\vec{\mathrm{B}}$ sont décrites par les *équations de Maxwell* :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\mathrm{E}}(\vec{\mathrm{r}}, \mathrm{t}) = -\frac{\partial \vec{\mathrm{B}}}{\partial \mathrm{t}}(\vec{\mathrm{r}}, \mathrm{t}) \tag{A.2}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{\mathrm{H}}(\vec{\mathrm{r}}, \mathrm{t}) = \vec{\mathrm{J}}(\vec{\mathrm{r}}, \mathrm{t}) + \frac{\partial \vec{\mathrm{D}}}{\partial \mathrm{t}}(\vec{\mathrm{r}}, \mathrm{t}) \tag{A.3}$$

$$\vec{\nabla}.\vec{\mathrm{D}}(\vec{\mathrm{r}}, \mathrm{t}) = \rho(\vec{\mathrm{r}}, \mathrm{t}) \tag{A.4}$$

$$\vec{\nabla}.\vec{\mathrm{B}}(\vec{\mathrm{r}}, \mathrm{t}) = 0 \tag{A.5}$$

Quatre nouvelles grandeurs sont introduites dans les équations de Maxwell. $\vec{\mathrm{H}}$ est le vecteur du *champ magnétique*, $\vec{\mathrm{D}}$ est le vecteur du *champ de densité électrique*, $\vec{\mathrm{J}}$ est le vecteur de *densité de courant* et $\rho$ est la *densité volumique de charge*. Les équations de Maxwell montrent que les champs électrique et magnétique sont couplés. Les équations prennent aussi en compte les propriétés du milieu dans lequel se propage le champ électromagnétique. En effet, le milieu peut être lui-même source de champ électromagnétique : le vecteur de densité de courant exprime le fait que des charges en mouvement génère un champ magnétique et la densité volumique de charge le fait qu'une différence de charge génère un champ électrique. En plus de pouvoir être une source de champ électromagnétique, un milieu matériel n'est pas passif face à un champ externe. En effet, les atomes, molécules, particules chargées... qui le composent réagissent au champ

électromagnétique et deviennent eux-mêmes des sources de champs qui modifient les propriétés du champ externe. Dans le domaine fréquentiel, la réponse du milieu est décrite par les *relations constitutives* suivantes :

$$\vec{\mathbf{D}}(\vec{\mathrm{r}},\omega) = \epsilon_{\mathbf{o}}\vec{\mathbf{E}}(\vec{\mathrm{r}},\omega) + \vec{\mathbf{P}}(\vec{\mathrm{r}},\omega)\ ; \quad \vec{\mathbf{P}}(\vec{\mathrm{r}},\omega) = \epsilon_{\mathbf{o}}\vec{\mathbf{E}}(\vec{\mathrm{r}},\omega) + \chi_{\mathbf{e}}\vec{\mathbf{E}}(\vec{\mathrm{r}},\omega) + \vec{\mathbf{P}}_{\mathbf{NL}}(\vec{\mathrm{r}},\omega) \tag{A.6}$$

$$\vec{\mathbf{B}}(\vec{\mathrm{r}},\omega) = \mu_{\mathbf{o}}\vec{\mathbf{H}}(\vec{\mathrm{r}},\omega) + \vec{\mathbf{M}}(\vec{\mathrm{r}},\omega)\ ; \quad \vec{\mathbf{M}}(\vec{\mathrm{r}},\omega) = \mu_{\mathbf{o}}\vec{\mathbf{H}}(\vec{\mathrm{r}},\omega) + \chi_{\mathbf{m}}\vec{\mathbf{H}}(\vec{\mathrm{r}},\omega) + \vec{\mathbf{M}}_{\mathbf{NL}}(\vec{\mathrm{r}},\omega) \tag{A.7}$$

Les vecteurs en sur-gras représentent les transformées de Fourier temporelles de ces derniers. Le vecteur $\vec{\mathrm{P}}$ est le vecteur de *polarisation électrique induite* et $\vec{\mathrm{M}}$ le vecteur de *polarisation magnétique induite* (ou aimantation). Ces deux vecteurs traduisent le fait que le milieu dans lequel se propage le champ électromagnétique réagit à la présence du champ en émettant un autre champ électromagnétique et que le milieu peut naturellement émettre un champ électrique et/ou magnétique. La réponse linéaire du milieu au champ externe est modélisée par les coefficients $\chi_{\mathrm{e}}$ et $\chi_{\mathrm{m}}$. Le coefficient $\chi_{\mathrm{e}}$ est la *susceptibilité électrique linéaire* et elle traduit le fait que le milieu génère un champ électrique quand il est plongé dans un champ électrique externe. Le facteur $\chi_{\mathrm{m}}$ est la *susceptibilité magnétique linéaire* et traduit le fait qu'un milieu génère un champ magnétique quand il est plongé dans un champ magnétique externe. Ces coefficients sont issus du développement en série de Taylor des vecteurs P et M respectivement par rapport à E et H. Les polarisations notées avec l'indice NL sont dites *non linéaires* : elles correspondent aux termes d'ordre supérieur à 1 de la série de Taylor. Les facteurs $\chi_{\mathrm{e}}$ et $\chi_{\mathrm{m}}$ correspondent au terme d'ordre 1 de la série de Taylor. Les hypothèses que nous avons posé font que ces facteurs sont des matrices carrées 3x3 à coefficients complexes. Ainsi, les Eq.A.6 et A.7 sont réécrites

$$\vec{\mathbf{D}}(\vec{\mathrm{r}},\omega) = \epsilon_{\mathbf{o}}(\mathbf{I_3} + \chi_{\mathbf{e}}(\omega))\vec{\mathbf{E}}(\vec{\mathrm{r}},\omega) + \vec{\mathbf{P}}_{\mathbf{NL}}(\vec{\mathrm{r}},\omega) = \epsilon_{\mathbf{o}}\epsilon_{\mathbf{r}}(\omega)\vec{\mathbf{E}}(\vec{\mathrm{r}},\omega) + \vec{\mathbf{P}}_{\mathbf{NL}}(\vec{\mathrm{r}},\omega) \tag{A.8}$$

$$\vec{\mathbf{B}}(\vec{\mathrm{r}},\omega) = \mu_{\mathbf{o}}(\mathbf{I_3} + \chi_{\mathbf{m}}(\omega))\vec{\mathbf{H}}(\vec{\mathrm{r}},\omega) + \vec{\mathbf{M}}_{\mathbf{NL}}(\vec{\mathrm{r}},\omega) = \mu_{\mathbf{o}}\mu_{\mathbf{r}}(\omega)\vec{\mathbf{H}}(\vec{\mathrm{r}},\omega) + \vec{\mathbf{M}}_{\mathbf{NL}}(\vec{\mathrm{r}},\omega) \tag{A.9}$$

Dans ces nouvelles écritures, $\epsilon_{\mathrm{o}} = 8.854 \times 10^{-12}$ F.m$^{-1}$ est la *permitivité du vide* et $\mu_{\mathrm{o}} = 1.257 \times 10^{-6}$ N.A$^{-2}$ la *perméabilité du vide*. Ces scalaires sont respectivement multipliés par la *permitivité relative* $\epsilon_{\mathrm{r}}$ et la *perméabilité relative* $\mu_{\mathrm{r}}$. Ce sont des matrices carrés de taille 3×3 sans dimension. Le caractère matriciel est la conséquence du fait que le milieu réagit différemment en fonction de la polarisation du champ incident : on dit que le milieu est *anisotrope*. Les coefficients des matrices $\epsilon_{\mathrm{r}}$ et $\mu_{\mathrm{r}}$ dépendent du temps et de l'espace. Dans ce manuscrit nous supposons que le milieu est homogène et que ses propriétés intrinsèques ne varient pas dans le temps. Ainsi, la permitivité et la perméabilité relatives sont à coefficients constants.

Pour conclure, l'ensemble des équations de Maxwell avec les relations constitutives forment une description complète de l'évolution d'un champ électromagnétique dans un milieu avec la réponse et l'impact de ce dernier sur le champ.

## A.2 Les opérateurs vectoriels

Avant de démontrer l'équation de propagation du champ électrique, nous expliquons brièvement quels sont les opérateurs vectoriels qui interviennent dans les équations de Maxwell. Cette partie est faite pour le(la) lecteur(-trice) qui ne serait pas familier avec les notations vectorielles utilisées dans ce manuscrit. La présence d'opérateurs vectoriels dans les équations de Maxwell est liée au fait que le champ électromagnétique est décrit par des vecteurs. Deux opérateurs interviennent dans les équations de Maxwell : l'opérateur *rotationnel* $\vec{\nabla}\times$ et celui *divergence* $\vec{\nabla}.$. Leurs définitions sont les suivantes :

**Définition - Opérateur rotationnel**
Soit $\vec{A}$ un vecteur colonne de longueur 3 dont les coordonnées $A_i$ sont exprimées dans un repère orthonormé $\mathscr{R}$. On appelle produit rotationnel l'opérateur noté $\vec{\nabla}\times$ dont l'expression est la suivante :

$$\vec{\nabla}\times\vec{A} = \begin{pmatrix} \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \\ \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \\ \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \end{pmatrix} \tag{A.10}$$

**Définition - Opérateur divergence**
Soit $\vec{A}$ le vecteur colonne de longueur 3 d'un champ vectoriel. Ses coordonnées $A_i$ sont exprimées dans un repère orthonormé $\mathscr{R}$. On appelle divergence de $\vec{A}$ l'opérateur noté $\vec{\nabla}$. dont l'expression est la suivante :

$$\vec{\nabla}.\vec{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} \tag{A.11}$$

L'opérateur rotationnel quantifie la capacité d'un vecteur à tourner autour d'un axe et la divergence quantifie les variations spatiales d'un champ vectoriel. Ces deux opérateurs sont écrits avec le vecteur *nabla* $\vec{\nabla}$. C'est un vecteur dont chaque coordonnées est la dérivée par rapport à une variable spatiale. Il a été créé pour faciliter l'écriture et les calculs différentiels sur les vecteurs. Son expression dans un repère cartésien est la suivante :

$$\vec{\nabla} = \begin{pmatrix} \partial/\partial x \\ \partial/\partial y \\ \partial/\partial z \end{pmatrix} \tag{A.12}$$

Le vecteur nabla peut aussi être utilisé avec des champs scalaires. Par exemple, si nous considérons un champ scalaire A(x,y,z), ses variations spatiales sont décrites par son *gradient* $\vec{\nabla}$A qui est un champ vectoriel. La définition du gradient est la suivante :

**Définition - Opérateur gradient**
Soit A un champ scalaire exprimés dans un repère orthonormé $\mathscr{R}$. On appelle gradient de A l'opérateur noté $\vec{\nabla}$ dont l'expression est la suivante :

$$\vec{\nabla}\mathrm{A} = \begin{pmatrix} \partial A/\partial x \\ \partial A/\partial y \\ \partial A/\partial z \end{pmatrix} \tag{A.13}$$

Ils existent de nombreuses propriétés sur les opérateurs vectoriels. Dans notre démonstration de l'équation de propagation du champ électrique, nous utilisons la propriété suivante :

**Propriété des opérateurs vectoriels**
Soit $\vec{A}$ le vecteur colonne de longueur 3 d'un champ vectoriel. Ses coordonnées cartésiennes $A_i$ sont exprimées dans un repère orthonormé $\mathscr{R}$. Nous avons la propriété suivante :

$$\vec{\nabla}\times\left(\vec{\nabla}\times\vec{A}\right) = \vec{\nabla}\left(\vec{\nabla}.\vec{A}\right) - (\vec{\nabla}.\vec{\nabla})\vec{A} \tag{A.14}$$

La propriété qui vient d'être présentée fait intervenir l'opérateur *Laplacien* $(\vec{\nabla}.\vec{\nabla})$ dont la définition est la suivante :

**Définition - Opérateur laplacien**
Soit $\vec{A}$ le vecteur colonne de longueur 3 d'un champ vectoriel. Ses coordonnées $A_i$ sont exprimées dans un repère orthonormé $\mathscr{R}$. On appelle Laplacien de $\vec{A}$ l'opérateur noté $(\vec{\nabla}.\vec{\nabla}) = \Delta$ dont l'expression est la suivante :

$$(\vec{\nabla}.\vec{\nabla})\vec{A} = \Delta\vec{A} = \frac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} \tag{A.15}$$

Tout ce qui a été présenté dans cette partie sera réutilisé dans la démonstration de l'équation de propagation.

## A.3 L'équation de propagation du champ électrique

Maintenant que nous introduits les opérateurs vectoriels, nous pouvons calculer l'équation de propagation du champ électrique. La démonstration part des équations de Maxwell. Dans notre cas, nous supposons quelques hypothèses pour les simplifier

### A.3.1 Milieu sans charge libre

Nous supposons que le milieu étudié n'est pas porteur de charges. Ainsi, la densité de charge volumique $\rho$ et le vecteur densité de courant $\vec{J}$ sont nuls.

### A.3.2 Milieu homogène et isotrope

Premièrement, nous supposons que le milieu est *homogène*, donc que ses propriétés ne varient pas dans l'espace. La conséquence est que la permitivité et la perméabilité relatives $\epsilon_r$ et $\mu_r$ ne dépendent pas des coordonnées spatiales. Deuxièmement, nous supposons qu'il est *isotrope*, donc que ses propriétés ne dépendent pas de la polarisation de la lumière. Autrement dit, les propriétés du milieu ne dépendent pas de la direction considérée. Ainsi, les permitivité et perméabilité relatives peuvent être exprimés comme des scalaires et non plus comme des matrices 3x3.

### A.3.3 Milieu non magnétique et électrique

Nous supposons que le milieu est *diélectrique* ce qui signifie qu'il n'est pas polarisée électriquement (le milieu n'émet pas de champ électrique naturellement). Dans cette hypothèse, le vecteur de polarisation électrique induite $\vec{P}$ est nul. Nous supposons aussi que le milieu est *diamagnétique*, donc qu'il n'a pas d'aimantation naturelle. Ainsi, le vecteur aimantation $\vec{M}$ est nul.

Avec les précédentes hypothèses, les équations de Maxwell peuvent se réécrire de la manière suivante :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}(\vec{r}, t) \tag{A.16}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_o \epsilon_o \mu_r \epsilon_r . \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}(\vec{r}, t) \tag{A.17}$$

$$\vec{\nabla}.\vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \tag{A.18}$$

$$\vec{\nabla}.\vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \tag{A.19}$$

En appliquant l'opérateur rotationnel à l'Eq.A.16 et en utilisant la propriété A.14 nous obtenons :

$$\vec{\nabla}\left(\vec{\nabla}.\vec{\mathrm{E}}\right) - \Delta\vec{\mathrm{E}} = -\mu_{\mathrm{o}}\epsilon_{\mathrm{o}}\mu_{\mathrm{r}}\epsilon_{\mathrm{r}}.\frac{\partial^2\vec{\mathrm{E}}}{\partial \mathrm{t}^2}$$

Ensuite, en utilisant l'Eq.A.18 nous obtenons l'équation différentielle :

$$\Delta\vec{\mathrm{E}} = \mu_{\mathrm{o}}\epsilon_{\mathrm{o}}\mu_{\mathrm{r}}\epsilon_{\mathrm{r}}.\frac{\partial^2\vec{\mathrm{E}}}{\partial \mathrm{t}^2}$$

On note $\mathrm{c} = \frac{1}{\sqrt{\mu_{\mathrm{o}}\epsilon_{\mathrm{o}}}} = 299\,792\,458\ \mathrm{m.s^{-1}}$, qui est la célérité de la lumière dans le vide, et $\mathrm{n} = \sqrt{\mu_{\mathrm{r}}\epsilon_{\mathrm{r}}}$ l'indice optique du milieu (sans dimension). Avec ces notations, l'équation différentielle est réécrite :

$$\Delta\vec{\mathrm{E}} = \frac{\mathrm{n}^2}{\mathrm{c}^2}.\frac{\partial^2\vec{\mathrm{E}}}{\partial \mathrm{t}^2} \tag{A.20}$$

Cette équation est appelée l'*équation de propagation* du champ électrique. elle permet de calculer les expressions analytiques de différents champs électriques.

# Annexe B

# Transformées de Fourier de fonctions usuelles

Dans cette annexe, nous donnons les transformée de Fourier de quelques fonctions usuelles. En plus des expressions, les durées et largeurs à mi-hauteur des impulsions et des spectres sont rassemblés dans un tableau pour souligner le fait que le produit de ces deux grandeurs est toujours constante.

**Définition - Transformée de Fourier**
Soit f une fonction définie et continue sur $\mathbb{R}$ à valeur dans $J \subset \mathbb{C}$. On appelle Transformée de Fourier la fonction F définie sur $\mathbb{R}$ à valeur dans $\mathbb{C}$ définie par l'intégrale suivante :

$$\forall \nu \in \mathbb{R},\ F(\nu) = \int_{\mathbb{R}} f(t) e^{-2i\pi t\nu}\, dt \tag{B.1}$$

**Définition - Transformée de Fourier inverse**
Soit F une fonction définie et continue sur $\mathbb{R}$ à valeur dans $J \subset \mathbb{C}$. On appelle Transformée de Fourier inverse la fonction f définie sur $\mathbb{R}$ à valeur dans $\mathbb{C}$ définie par l'intégrale suivante :

$$\forall t \in \mathbb{R},\ f(t) = \int_{\mathbb{R}} F(\nu) e^{2i\pi t\nu}\, d\nu \tag{B.2}$$

## B.1 Transformées de Fourier de fonctions usuelles

### B.1.1 Fonction gaussienne

La définition de la fonction gaussienne est la suivante :

$$A(t) = e^{-at^2} \qquad a > 0,\ [a] = s^{-2}$$

Sa transformée de Fourier est :

$$\tilde{A}(\nu) = \sqrt{\frac{\pi}{a}} e^{-\frac{\pi^2\nu^2}{a}}$$

### B.1.2 Fonction lorentzienne

La définition de la fonction lorentzienne est la suivante :

$$A(t) = \frac{a^2}{a^2 + t^2} \qquad a > 0,\ [a] = s$$

Sa transformée de Fourier est :

$$\tilde{A}(\nu) = a\pi e^{-2\pi a|\nu|}$$

### B.1.3 Fonction rectangle

La définition de la fonction rectangle est la suivante :

$$A(t) = \begin{cases} 1 & si\ t \in \left[\frac{-a}{2}; \frac{a}{2}\right] \\ 0 & sinon \end{cases} \qquad a > 0,\ [a] = s$$

Sa transformée de Fourier est :

$$\tilde{A}(\nu) = |a| \mathrm{sinc_n}(a\nu)$$

La fonction $\mathrm{sinc_n}$ est la fonction *sinus cardinal* normalisée dont la définition est la suivante :

$$\mathrm{sinc_n}(t) = \frac{\mathrm{sinc}(\pi t)}{\pi t}$$

### B.1.4 Fonction sécante hyperbolique

La définition de la fonction sécante hyperbolique est la suivante :

$$A(t) = \mathrm{sech}(t) = \frac{2}{e^{at} + e^{-at}} \qquad a > 0,\ [a] = s^{-1}$$

Sa transformée de Fourier [225] est :

$$\tilde{A}(\nu) = \frac{\pi}{a}\mathrm{sech}\left(\frac{\pi^2 \nu}{a}\right)$$

## B.2 Durées des impulsions et largeurs spectrales

Nous rassemblons dans le tableau Tab.B.2 les expressions des durées à mi-hauteurs des impulsions $\Delta t$ et des largeurs à mi-hauteur des spectres $\Delta\nu$ pour les quatre exemple précédemment introduits. Une exception est faite pour la fonction rectangle dans laquelle les largeurs sont mesurées entre les deux zéros qui entourent l'enveloppe centrale. Les produits $\Delta t \Delta\nu$ sont affichés dans le tableau pour montrer qu'ils sont constants.

| **Enveloppe** | **Durée de l'impulsions** $\Delta t$ | **Largeur du spectre** $\Delta\nu$ | $\Delta t \Delta\nu$ |
|---|---|---|---|
| Gaussienne | $2\sqrt{\ln(2)}\sqrt{\frac{1}{a}}$ | $2\sqrt{\ln(2)}\frac{\sqrt{a}}{\pi}$ | $4ln(2)/\pi$ |
| Lorentzienne | $2a$ | $ln(2)/\pi a$ | $2ln(2)/\pi$ |
| Rectangle | $a$ | $2/a$ | $2$ |
| Sécante hyperbolique | $ln(7+4\sqrt{3})/a$ | $a.ln(7+4\sqrt{3})/\pi^2$ | $a.ln(7+4\sqrt{3})/\pi^2$ |

# Annexe C

# Ellipsoïde des indices d'un milieu anisotrope et effet Pockels

Dans cette annexe, nous montrons que dans un milieu anisotrope, l'indice optique d'une onde électro-magnétique dépend de sa polarisation. Cette dépendance est montrée par l'ellipsoïde des indices qui permet de calculer la valeur de l'indice. Ensuite, nous partons de l'ellipsoïde des indices pour trouver le tenseur de Pockels qui permet de calculer la variation d'indice optique sous l'effet d'un champ électrique statique ou quasi-statique. Les démonstrations sont basées sur le cours de Patrice Féron *Optique linéaire - Milieux anisotropes* dispensé à l'ENSSAT Lannion en 2018-2019 [226], le chapitre 11 de l'ouvrage *Nonlinear Optics* de Robert W.Boyd [227] et le chapitre 21 de *Fundamentals of Photonics* de B.E.A.Saleh et M.C.Teich [228].

## C.1 Propagation d'une onde plane mono-chromatique

On considère un milieu homogène, linéaire non électrique, non magnétique, sans densité de charge ($\rho = 0\text{C.m}^{-3}$) et sans charge libre ($\vec{J} = \vec{0}$). Le milieu est supposé anisotrope pour le champ électrique et isotrope pour le champ magnétique. Ainsi, les équations de Maxwell s'écrivent

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{C.1}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \tag{C.2}$$

$$\vec{\nabla}.\vec{D} = 0 \tag{C.3}$$

$$\vec{\nabla}.\vec{B} = 0 \tag{C.4}$$

et les relations constitutives

$$\vec{D} = \epsilon_o \epsilon_r \vec{E} \tag{C.5}$$

$$\vec{B} = \mu_o \mu_r \vec{H} \tag{C.6}$$

avec $\mu_r$ la perméabilité relative magnétique du milieu qui est un scalaire non nul (milieu isotrope magnétique) et $\epsilon_r$ la permittivité relative électrique qui est une matrice 3x3 (milieu anisotrope électrique). Cette matrice est symétrique à cause de l'hypothèse de Poynting. Les coefficients de $\epsilon_r$ sont notés $\epsilon_{ij}$

$$\epsilon_r = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{21} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{31} & \epsilon_{12} & \epsilon_{33} \end{pmatrix}$$

avec $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ji}$. Nous supposons que cette matrice est inversible et que son inverse est notée $(\epsilon_r)^{-1}$ avec pour coefficients $\eta_{ij}$

$$(\epsilon_r)^{-1} = \begin{pmatrix} \eta_{11} & \eta_{12} & \eta_{13} \\ \eta_{21} & \eta_{22} & \eta_{23} \\ \eta_{31} & \eta_{12} & \eta_{33} \end{pmatrix}$$

Ainsi, $\epsilon_r(\epsilon_r)^{-1} = \epsilon_r(\epsilon_r)^{-1} = I_3$ où $I_3$ est la matrice identité de dimension 3x3. Cette relation s'exprime avec les coefficients des matrices

$$\sum_{l=1}^{3} \eta_{il}\epsilon_{lj} = \delta_{ij} \tag{C.7}$$

où $\delta_{ij}$ est le symbole de Kronecker qui vaut 1 si i = j et 0 sinon. La matrice inverse de $\epsilon_r$ est elle aussi symétrique. Nous considérons une onde électromagnétique plane monochromatique. Ainsi, les vecteurs $\vec{E}$, $\vec{B}$, $\vec{D}$ et $\vec{H}$ ont la forme

$$\vec{A} = \vec{A_o} e^{i(\omega t - \vec{k}.\vec{r})} \tag{C.8}$$

où la norme de $\vec{k}$ vaut $k = 2\pi n/\lambda = \omega n/c$, n étant l'indice optique et $\lambda$ la longueur d'onde de l'onde. Cette expression nous permet de réécrire les opérateurs temporels et spatiaux avec le vecteur d'onde $\vec{k}$ :

$$\begin{cases} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = i\omega\vec{A} \\ \vec{\nabla}.\vec{A} = -i\vec{k}.\vec{A} \\ \vec{\nabla} \times \vec{A} = -i\vec{k} \times \vec{A} \end{cases}$$

Ainsi, les équations de Maxwell sont réécrites :

$$\vec{k} \times \vec{E} = \omega\vec{B} \tag{C.9}$$

$$\vec{k} \times \vec{H} = -\omega\vec{D} \tag{C.10}$$

$$\vec{k}.\vec{D} = 0 \tag{C.11}$$

$$\vec{k}.\vec{B} = 0 \tag{C.12}$$

L'équation C.11 nous indique que dans un milieu anisotrope c'est le vecteur $\vec{D}$ qui est perpendiculaire au vecteur d'onde et non $\vec{E}$. Pour la suite de la démonstration, les coordonnées des vecteurs seront exprimées dans la base orthonormée $(\hat{e}_1, \hat{e}_2, \hat{e}_3)$ et seront écrites avec l'indice $i \in [\![1;3]\!]$ pour simplifier l'écriture des matrices et tenseurs.

## C.2 Ellipsoïde des indices d'un milieu anisotrope

Nous considérons une onde électromagnétique de champ $\vec{D} = ||\vec{D}||\hat{d}$ où $\hat{d} = (d_1, d_2, d_3)$ est un vecteur de norme 1. Le vecteur d'onde est aussi réécrit de la manière $\vec{k} = k\hat{k}$ avec $\hat{k} = (kn_1, kn_2, kn_3)$ de norme 1. En appliquant l'opération $\vec{k}\times$ à l'Eq.C.9 on obtient

$$(\hat{k}.\vec{E})\hat{k}n^2 = (n^2 I_3 - \epsilon_r)\vec{E}$$

ce qui nous conduit à l'expression des coordonnées de $\hat{k}$ en fonction de celles de $\vec{E}$ :

$$\forall i \in [\![1;3]\!], \quad kn_i = \frac{1}{(\hat{k}.\vec{E})}\left[E_i - \frac{1}{n^2}\sum_{j=1}^{3}\epsilon_{ij}E_j\right]$$

À partir de la relation constitutive C.5 et de l'inverse de la matrice $\epsilon_r$, les coordonnées de $\vec{E}$ sont reliées à celles de $\vec{D}$ par

$$E_i = \frac{1}{\epsilon_o}\sum_{l=1}^{3}\eta_{il}D_l$$

En injectant l'expression des coordonnées $kn_i$ dans la relation C.11 on obtient

$$\sum_{i=1}^{3}\sum_{j=1}^{3}\eta_{ij}D_iD_j = \frac{1}{n^2}\sum_{i=1}^{3}\sum_{j=1}^{3}\sum_{l=1}^{3}\epsilon_{ij}\eta_{jl}D_iD_l$$

Le deuxième terme de cette expression est simplifiée à l'aide de l'Eq.C.7

$$\sum_{i=1}^{3}\sum_{j=1}^{3}\eta_{ij}d_id_j = \frac{1}{n^2}$$

Il s'agit de *l'ellipsoïde des indices*. Dans son expression la plus courante, les coefficients $\eta_{ij}$ sont réécrits $1/{n_{ij}}^2$ ce qui donne

$$\sum_{i=1}^{3}\sum_{j=1}^{3}\frac{1}{{n_{ij}}^2}d_id_j = \frac{1}{n^2} \tag{C.13}$$

Du fait de la symétrie de $(\epsilon_r)^{-1}$, nous avons la relation

$$\forall i,j \in [\![1;3]\!],\ \frac{1}{{n_{ij}}^2} = \frac{1}{{n_{ji}}^2} \tag{C.14}$$

## C.3 Tenseur de l'effet Pockels

Maintenant, nous supposons que le milieu est soumis à un champ électrique statique (ou quasi-statique) noté $\vec{E_p}$. Attention : ce champ électrique n'est pas à confondre avec celui de l'onde électromagnétique qui se propage dans le milieu, noté $\vec{E}$ dans les équations de Maxwell. Pour étudier l'impact du champ électrique statique $\vec{E_p}$ sur l'indice optique du milieu, nous partons de l'ellipsoïde des indices de l'Eq.C.13. En présence du champ statique, les coefficients $1/{n_{ij}}^2$ changent de valeur. Pour modéliser la dépendance des coefficients à $\vec{E_p}$ nous réalisons un développement en série de Taylor. Dans le cas de l'effet Pockels, ce développement s'arrête à l'ordre 1. Ainsi, chaque coefficient $1/{n_{ij}}^2$ de l'ellipsoïde s'écrit

$$\frac{1}{{n_{ij}}^2} \underset{\vec{E_p}\to\vec{0}}{\approx} \frac{1}{{n_{ij}}^2}\left(\vec{E_p}=\vec{0}\right) + \frac{\partial 1/{n_{ij}}^2}{\partial E_1}\left(\vec{E_p}=\vec{0}\right)E_1 + \frac{\partial 1/{n_{ij}}^2}{\partial E_2}\left(\vec{E_p}=\vec{0}\right)E_2 + \frac{\partial 1/{n_{ij}}^2}{\partial E_3}\left(\vec{E_p}=\vec{0}\right)E_3$$

Pour simplifier l'écriture de la variation les coefficients $\frac{\partial 1/{n_{ij}}^2}{\partial E_l}\left(\vec{E_p}=\vec{0}\right)$ sont notés $r_{ijl}$ ce qui nous permet de réécrire le développement de la manière suivante

$$\frac{1}{{n_{ij}}^2} \underset{\vec{E_p}\to\vec{0}}{\approx} \frac{1}{{n_{oij}}^2} + r_{ij1}E_1 + r_{ij2}E_2 + r_{ij3}E_3$$

le coefficient $1/{n_{oij}}^2$ est l'indice optique sans champ électrique statique (ou quasi-statique). On constate que chaque coefficient s'écrit sous la forme

$$\frac{1}{{n_{ij}}^2} = \frac{1}{{n_{oij}}^2} + \frac{1}{\Delta{n_{ij}}^2}$$

avec

$$\frac{1}{\Delta n_{ij}{}^2} = \sum_{l=1}^{3} r_{ijl} E_l \tag{C.15}$$

Cette écriture montre que chaque variation $1/\Delta n_{ij}{}^2$ se calcule comme le produit du vecteur ligne $(r_{ijl})_{l\in[\![1;3]\!]}$ avec le vecteur colonne $\vec{E_p}$. Ainsi, les variations des coefficients de l'ellipsoïde des indices peuvent être calculés à partir du produit de matrices suivant :

$$\begin{pmatrix} 1/\Delta n_{11}{}^2 \\ 1/\Delta n_{22}{}^2 \\ 1/\Delta n_{33}{}^2 \\ 1/\Delta n_{23}{}^2 \\ 1/\Delta n_{13}{}^2 \\ 1/\Delta n_{12}{}^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{111} & r_{112} & r_{113} \\ r_{221} & r_{222} & r_{223} \\ r_{331} & r_{332} & r_{333} \\ r_{231} & r_{232} & r_{233} \\ r_{131} & r_{132} & r_{133} \\ r_{121} & r_{122} & r_{123} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix}$$

On notera que les coefficients d'indice (3,2), (3,1) et (2,1) n'apparaissent pas dans le calcul matriciel du fait de la symétrie des coefficients de l'ellipsoïde des indices (cf Eq.C.14). Pour rendre l'écriture moins lourde, les couples d'indice (i,j) sont remplacés par un seul nombre selon la correspondance du tableau suivant

| Duo d'indices | Indice unique |
|---|---|
| (1,1) | 1 |
| (2,2) | 2 |
| (3,3) | 3 |
| (2,3) = (3,2) | 4 |
| (1,3) = (3,1) | 5 |
| (1,2) = (2,1) | 6 |

Ce qui nous permet de réécrire la relation matricielle de la manière suivante

$$\begin{pmatrix} 1/\Delta n_1{}^2 \\ 1/\Delta n_2{}^2 \\ 1/\Delta n_3{}^2 \\ 1/\Delta n_4{}^2 \\ 1/\Delta n_5{}^2 \\ 1/\Delta n_6{}^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \tag{C.16}$$

La matrice 6x3, notée [r], est la représentation matricielle du *tenseur de Pockels* et, comme le montre l'Eq.C.16, elle permet de calculer les variations des coefficients de l'ellipsoïde des indices à partir de n'importe quel champ électrique statique (ou quasi-statique) appliqué sur le milieu anisotrope, et donc de calculer la variation d'indice n. Les coefficients du tenseur [r] dépendent de la composition chimique du milieu et de la maille du cristal.

# Annexe D

# Théorie de l'élasticité et démonstration de l'impulsion acoustique - TDBS

Cette annexe a pour objectifs de fournir une introduction à la théorie de l'élasticité pour ensuite introduire les bases théoriques de l'équation de propagation acoustique utilisée pour modéliser la génération et la propagation d'une impulsion acoustique dans le cadre d'une expérience de TDBS. La démonstration mathématique permettant d'obtenir l'expression analytique de l'impulsion acoustique est ensuite détaillée.

## D.1 Théorie de l'élasticité

On rappelle brièvement les bases de la théorie de l'élasticité.

### D.1.1 Le tenseur de déformation E

La théorie de l'élasticité est l'étude des déformations réversibles dans un solide. Ces dernières sont modélisées par le *tenseur de déformation*, souvent noté E. Pour expliquer ce qu'il représente physiquement, on considère le système schématisé dans la fig.D.1.

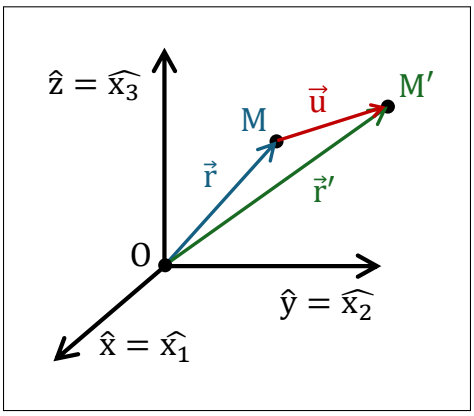


FIGURE D.1 – Schéma représentant le déplacement d'un point M appartenant à un solide sous l'effet d'une déformation. La nouvelle position du point est M' et le déplacement est représenté par le vecteur u. Le centre (0,0,0) du repère est le point O.

On considère un point M appartenant à un solide dont les coordonnées sont exprimées dans un repère orthonormé $(\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3)$ et contenues dans le vecteur $\vec{r} = (x_1, x_2, x_3)$. Si le solide subit une déformation, le point M se déplace à une nouvelle position notée M' de vecteur $\vec{r}'$. Le déplacement entre les points M et M' est représenté par le vecteur $\vec{u}$ appelé *vecteur déplacement*. Plus globalement, tous les points du solide se déplacent à cause de la déformation et chaque déplacement est

quantifié par un vecteur déplacement $\vec{u}$. L'ensemble des vecteurs $\vec{u}$ forme un champ vectoriel qui dépend de l'espace et du temps : on le note $\vec{u} = \vec{u}(\vec{r}, t)$. Les coordonnées de ce vecteur sont notées $u_i$, $i \in \{1,2,3\}$, et dépendent de la position du point avant déformation $\vec{r}$ et du temps :

$$\vec{u}(\vec{r}, t) = \begin{pmatrix} u_1(\vec{r}, t) \\ u_2(\vec{r}, t) \\ u_3(\vec{r}, t) \end{pmatrix}$$

L'expression exacte de $\vec{u}(\vec{r}, t)$ en fonction de $\vec{r}$ est difficilement obtenable à cause de la complexité du système considéré. Cependant, l'hypothèse en élasticité selon laquelle les déformations sont réversibles insinue qu'elles sont très infinitésimales et donc que le déplacement peut être approximé comme une fonction linéaire par rapport $\vec{r}$. Avec cette hypothèse, les composantes $u_i$ du vecteur déplacement sont approximées par un développement de Taylor d'ordre 1 suivant les coordonnées de $\vec{r}$ :

$$u_i(x_1, x_2, x_3, t) \approx u_i(0,0,0,t) + \frac{\partial u_i}{\partial x_1} x_1 + \frac{\partial u_i}{\partial x_2} x_2 + \frac{\partial u_i}{\partial x_3} x_3 \; = \; \epsilon_{i1} x_1 + \epsilon_{i2} x_2 + \epsilon_{i3} x_3$$

Le déplacement au point O $u_i(0,0,0,t)$ est nul car c'est l'origine du repère, donc un point immobile et indépendant du solide. Les coefficients $\epsilon_{ij} = \partial u_i / \partial x_j$ sont les *taux de déformation* du solide et forment une matrice ($\epsilon$) carrée 3x3 utilisée pour calculer les nouvelles positions des points du solide après sa déformation. Elle peut s'écrire comme la somme d'une matrice symétrique E (appelée *tenseur de déformation*) avec une matrice anti-symétrique $\Omega$ (appelée *tenseur de rotation*). En pratique, la grandeur physique utilisée pour étudier la déformation est le tenseur E dont les coefficients ont pour expressions :

$$E = (e_{ij})_{i,j \in \{1,2,3\}} = \begin{cases} \epsilon_{ii} & \text{si } i = j \\ \epsilon_{ij} + \epsilon_{ji} & \text{si } i \neq j \end{cases} \tag{D.1}$$

Les termes diagonaux correspondent à un allongement ou une compression du solide et les termes non diagonaux aux déformations de cisaillement. C'est ce tenseur que nous utilisons dans la suite de notre étude pour obtenir une expression analytique de l'impulsion acoustique.

### D.1.2 Le tenseur de contrainte $\sigma$

Un solide se déforme car il est soumis à des forces externes ou internes. Elles sont modélisées par le *tenseur de contrainte* $\sigma$ qui est représenté par une matrice carrée 3x3 symétrique. Ses coefficients sont les composantes des forces exprimées dans le repère $(\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3)$ qui s'exercent sur les trois surfaces infinitésimales de vecteurs normaux $\hat{x}_i$. Elles sont représentées dans le schéma de la fig.D.2.

Comme montré dans la fig.D.2, la force qui s'exerce sur le volume infinitésimal centré en M est décomposée dans $(\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3)$ pour les trois faces de vecteur normal $\hat{x}_i$ (faces colorées dans la fig.D.2). Les composantes $\sigma_{ij}$ étant exprimées sur des surfaces, il s'agit de *pressions* (en $N.m^{-2}$). L'origine des contraintes est multiple. Par exemple, la gravité ou un coup porté sur le solide soumettent le solide à une contrainte d'origine extérieure. Si une partie du solide chauffe, il se déforme sous l'effet de contraintes internes. L'une des source de contrainte la plus importante à modéliser est la déformation même du solide. En effet, comme avec un ressort, quand un point du solide est éloigné de sa position originale, les forces de liaison du solide le rappellent à sa position d'origine en exerçant une force opposée au déplacement. En plus de cet effet ressort, la modification locale du volume pousse ou attire les points voisins. Les déformations du solide étant infinitésimales, la contrainte induite peut s'exprimer comme étant proportionnelle aux composantes de E : il s'agit de la *loi de Hooke*. Mathématiquement parlant, cette loi s'exprime par le développement à l'ordre 1 des contraintes $\sigma_{ij}$ par rapport aux déformations $e_{ij}$ :

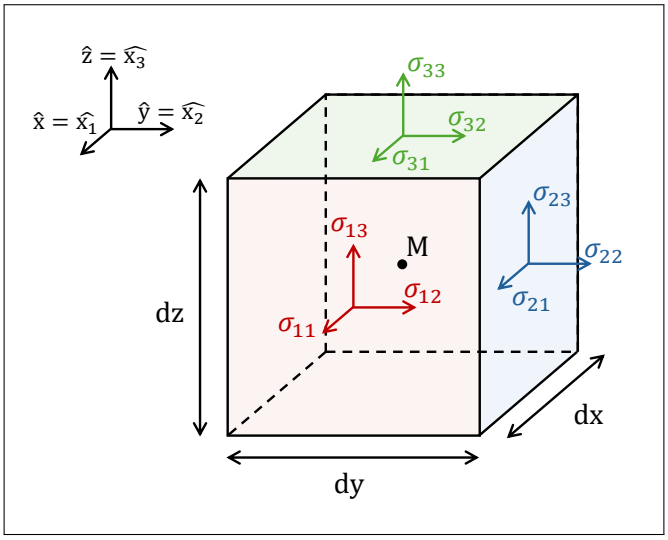


FIGURE D.2 – Représentation des composantes $\sigma_{ij}$ du tenseur de contrainte sur un volume infinitésimal centré au point M et de côtés dx, dy et dz.

$$\sigma_{ij}(\vec{r},t) = \sigma_{ij}(E) = \sigma_{ij}(E=0) + C_{ij11}e_{11} + C_{ij22}e_{22} + C_{ij33}e_{33} + C_{ij12}e_{12} + C_{ij23}e_{23} + C_{ij13}e_{13}$$
$$\sigma_{ij}(\vec{r},t) = C_{ij11}e_{11} + C_{ij22}e_{22} + C_{ij33}e_{33} + C_{ij12}e_{12} + C_{ij23}e_{23} + C_{ij13}e_{13}$$

Les coefficients $C_{ijkl}$ sont appelés les *constantes élastiques* et forment une matrice carrée 6x6 symétrique appelée *tenseur des constantes élastiques* (ou *tenseur de rigidité*) qui relie les contraintes aux déformations :

$$\sigma^H = \begin{pmatrix} \sigma^H{}_1 \\ \sigma^H{}_2 \\ \sigma^H{}_3 \\ \sigma^H{}_4 \\ \sigma^H{}_5 \\ \sigma^H{}_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ C_{41} & C_{42} & C_{43} & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ C_{51} & C_{52} & C_{53} & C_{54} & C_{55} & C_{56} \\ C_{61} & C_{62} & C_{63} & C_{64} & C_{65} & C_{66} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_1 \\ e_2 \\ e_3 \\ e_4 \\ e_5 \\ e_6 \end{pmatrix} \tag{D.2}$$

Pour simplifier la notation, la symétrie des tenseurs de contrainte et de déformation nous permet de réécrire les indices en utilisant la correspondance du tableau suivant :

| Duo d'indices | Indice unique |
|---|---|
| (1,1) | 1 |
| (2,2) | 2 |
| (3,3) | 3 |
| (2,3) = (3,2) | 4 |
| (1,3) = (3,1) | 5 |
| (1,2) = (2,1) | 6 |

La symétrie du tenseur des constantes élastiques est la conséquence du principe d'inertie appliqué au volume infinitésimal de la fig.D.2.

## D.1.3 L'équation de propagation acoustique

### Principe fondamental de la dynamique

En utilisant des calculs infinitésimaux et en appliquant le principe fondamental de la dynamique au volume infinitésimal de la fig.D.2, nous obtenons l'équation différentielle suivante pour toutes les composantes $u_j$ du vecteur déplacement :

$$\rho \frac{\partial^2 u_j}{\partial t^2}(\vec{r},t) = \sum_{i=1}^{3} \frac{\partial \sigma_{ij}^{tot}}{\partial x_i}(\vec{r},t) \tag{D.3}$$

où $\rho$ est la densité volumique de masse du solide (supposée homogène). Les termes $\sigma_{ij}^{tot}$ sont les coefficients du *tenseur de contrainte total*, i.e la somme de toutes les contraintes appliquées sur le solide. L'équation D.3 décrit localement l'évolution temporelle et spatiale du solide soumis à plusieurs contraintes.

#### Équation de propagation acoustique

Dans le cas où il n'y a aucune contrainte appliquée sur le solide, seul reste le tenseur de contraintes des déformations du solide, décrites par la loi de Hooke. En reprenant les hypothèses de la partie 2.2.3 et en appliquant relation D.2 à l'équation différentielle D.3, on obtient *l'équation de propagation acoustique* pour la déformation $e_3$ :

$$\frac{1}{v_l^2}\frac{\partial^2 e_3}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 e_3}{\partial x_3^2} = 0 \tag{D.4}$$

Dans l'équation D.4, $v_l = \sqrt{\frac{C}{\rho}}$ est la célérité de l'onde acoustique. L'expression de C est obtenue en calculant les valeurs propres de la *matrice de Christoffel* $\Gamma = (\Gamma_{ij})_{i,j\in\{1,2,3\}}$ dont les coefficients ont pour expression $\Gamma_{ij} = \sum_{p,q=1}^{3} C_{ipjq} k_{np} k_{nq}$. Les termes $k_{nl}$ sont les coordonnées du vecteur d'onde normalisé k exprimées dans la base $(\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3)$ de l'échantillon étudié.

## D.2 Résolution mathématique de l'équation de propagation acoustique

L'équation différentielle qui décrit l'émission par le film transducteur et la propagation de l'impulsion acoustique est la suivante :

$$\frac{1}{v_l^2}\frac{\partial^2 e_3}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 e_3}{\partial x_3^2} = -\alpha^2 \zeta e^{-\alpha x_3} H(t) \tag{D.5}$$

La résolution se fait en deux étapes : trouver l'expression de la fonction de Green temporelle puis calculer la forme de $e_3$.

### D.2.1 Fonction de Green temporelle

Pour calculer la fonction de Green temporelle nous passons part la transformée de Fourier temporelle. Elle nous conduit à une équation différentielle sur $x_3$ que nous résolvons. L'expression de la fonction de Green en fonction de $x_3$ et t est ensuite trouvée en appliquant la transformée de Fourier inverse.

#### Transformée de Fourier temporelle

On constate que le terme source $(x_3, t) \mapsto -\alpha^2 \zeta e^{-\alpha x_3} H(t)$ s'écrit sous la forme du produit entre deux fonctions dépendant séparément des variables $x_3$ et t. Nous pouvons donc résoudre l'Eq.D.5 en calculant sa fonction de Green temporelle. Pour cela, nous résolvons l'équation différentielle D.5 en remplaçant la fonction de Heaviside par le Dirac temporel tel quel :

$$\frac{1}{v_l^2}\frac{\partial^2 G}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 G}{\partial x_3^2} = -\alpha^2 \zeta e^{-\alpha x_3} \delta(t) \tag{D.6}$$

En appliquant la transformée de Fourier temporelle à l'Eq.D.6 nous obtenons l'équation différentielle sur $x_3$ suivante :

$$\frac{\partial^2 \tilde{G}}{\partial x_3^2}(x_3, \nu) + q^2 \tilde{G}(x_3, \nu) = -\alpha^2 \zeta e^{-\alpha x_3} \tag{D.7}$$

La transformée de Fourier temporelle de la fonction de Green G est notée $\tilde{G}$ et le terme $q = 2\pi\nu/v_l$.

**Résolution de l'équation différentielle sur $x_3$**

L'équation différentielle de l'Eq.D.7 est d'ordre 2 avec pour second membre la fonction $x_3 \mapsto -\alpha^2 \zeta e^{-\alpha x_3}$. Sa résolution passe par la recherche de sa solution homogène et d'une solution particulière. La solution homogène est la solution de l'Eq.D.7 dont le second membre est nul. Son expression se trouve en calculant les racines du polynôme

$$X^2 + q^2 = 0$$

qui sont $X_\pm = \pm iq$. Ainsi, la solution homogène est :

$$S_h(x_3, \nu) = Ae^{iqx_3} + Be^{-iqx_3}$$

où A et B sont des constantes par rapport à la variable $x_3$. Une solution particulière de l'Eq.D.7 est :

$$S_p(x_3, \nu) = \frac{1}{\alpha^2 + q^2} \zeta \alpha^2 e^{-\alpha x_3}$$

Donc, la solution générale de l'Eq.D.7 a pour expression :

$$\tilde{G}(x_3, \nu) = Ae^{iqx_3} + Be^{-iqx_3} + \frac{1}{\alpha^2 + q^2} \zeta \alpha^2 e^{-\alpha x_3} \tag{D.8}$$

Pour connaitre complètement l'expression de $\tilde{G}$, nous devons déterminer A et B.

**Expressions de A et B**

Le coefficient **A = 0** car il correspond à une impulsion se propageant suivant les $x_3$ décroissants or, il n'y a pas d'échantillon pour $z < 0$. Pour déterminer l'expression de B, nous utilisons la condition aux limites suivante :

$$\forall t \in \mathbb{R}^+,\ \sigma_3^{tot}(x_3 = 0, t) = 0 = \sigma_3^{Hooke}(x_3 = 0, t) - \sigma_3^{th,Cr}(x_3 = 0, t)$$

Cette condition est la traduction mathématique du fait que les contraintes sur la surface à $x_3 = 0$ sont toujours nulles car quand le film de chrome se dilate, l'échantillon y oppose une force égale et vice versa quand le film se contracte. On en déduit à partir des expressions des tenseurs de contraintes que

$$\forall t \in \mathbb{R}^+,\ \sigma_3^{Hooke}(x_3 = 0, t) = \sigma_3^{th,Cr}(x_3 = 0, t)$$

Ce qui donne dans le domaine fréquentiel

$$\forall \nu \in \mathbb{R},\ \tilde{\sigma}_3^{Hooke}(x_3 = 0, \nu) = \tilde{\sigma}_3^{th,Cr}(x_3 = 0, \nu)$$

En utilisant les expressions des tenseurs de contraintes mécaniques et thermiques, nous obtenons la relation suivante :

$$B = \frac{q^2}{\alpha^2 + q^2}\zeta$$

Ainsi, la transformée de Fourier de Green a pour expression :

$$\tilde{G}(x_3, \nu) = \frac{q^2}{\alpha^2 + q^2}\zeta e^{-iqx_3} + \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + q^2}\zeta \tag{D.9}$$

**Calcul de la transformée de Fourier inverse**

De l'expression de $\tilde{G}$, nous déduisons celle de G par transformée de Fourier temporelle inverse. Pour cela, on note $\tilde{\gamma} : \nu \mapsto 1/(\alpha^2 + q^2)$ et $\tilde{\chi} : \nu \mapsto q^2/(\alpha^2 + q^2)e^{-iqx_3}$. Leurs transformées de Fourier inverses sont

$$\gamma(t) = \frac{\alpha v_l}{2} e^{-v_l \alpha |t|} e^{-\alpha x_3}$$

et

$$\chi(t) = -\frac{v_l \alpha}{2} e^{-v_l \alpha |t - x_3/v_l|} + \delta(t - x_3/v_l)\, e^{-v_l \alpha |t - x_3/v_l|}$$

Ainsi, la fonction de Green temporelle a pour expression :

$$G(x_3, t) = \zeta \frac{\alpha v_l}{2} \left( e^{-\alpha(x_3 + v_l|t|)} - e^{-v_l \alpha |t - x_3/v_l|} + \frac{2}{\alpha v_l} e^{-v_l \alpha |t - x_3/v_l|} \delta(t - x_3/v_l) \right) \tag{D.10}$$

## D.2.2 Solution pour la fonction de Heaviside

Maintenant que nous connaissons l'expression de la fonction de Green, nous pouvons calculer celle de l'impulsion acoustique générée par le film transducteur. La formule est trouvée en calculant le produit de convolution temporel de la fonction de Green G avec la fonction temporelle du second membre dans l'Eq.D.5, la fonction de Heaviside H. La déformation acoustique a pour expression

$$e_3(x_3, t) = G * H(x_3, t) = -\frac{1}{2}\zeta \operatorname{sgn}(x_3 - v_l t) e^{-\alpha |x_3 - v_l t|} + \frac{1}{2}\zeta \left(2 - e^{-\alpha v_l t}\right) e^{-\alpha x_3} \tag{D.11}$$

# Annexe E

# Démonstration de la détection - TDBS

Dans cette annexe est décrite la démonstration permettant d'obtenir l'expression du coefficient de réflexion de l'échantillon traversé par une impulsion acoustique. Cette dernière introduit une variation $\delta$n de l'indice optique n de l'échantillon sur laquelle est diffusée la sonde incidente. L'expression du coefficient de réflexion en amplitude est obtenue en calculant la matrice de transfert du système de la fig.E.1.

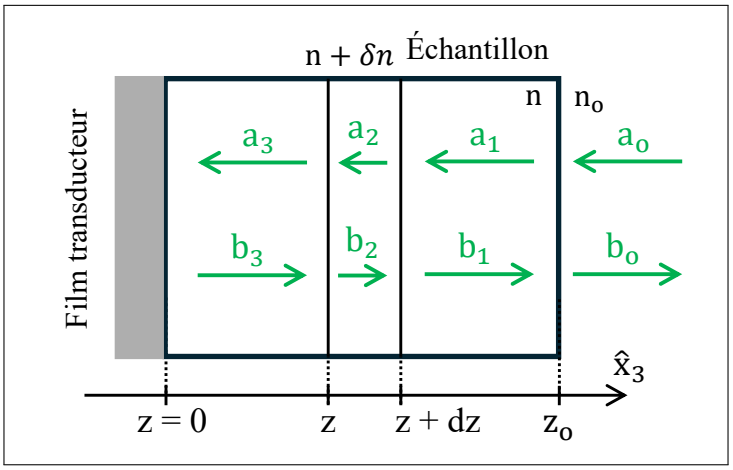


FIGURE E.1 – Système dont la matrice de transfert est calculée pour obtenir le coefficient de réflexion de l'échantillon traversé par l'impulsion acoustique. Les flèches vertes représentent les amplitudes des champs électriques utilisés dans la notation de la matrice de transfert. La variation d'indice optique $\delta$n induite par l'impulsion acoustique est infinitésimale et s'étend sur dz.

L'objectif est de calculer la matrice de transfert M entre les couples $(a_o, b_o)$ et $(a_3, b_3)$ car le coefficient de réflexion en amplitude de l'échantillon a pour expression :

$$r_s = \frac{b_o}{a_o} = \frac{Ca_3 + Db_3}{Aa_3 + Bb_3} = \frac{C}{A} \tag{E.1}$$

où A, B, C et D sont les coefficients de la matrice de transfert

$$M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$$

Pour chaque étape, les matrice de transfert sont calculées.

# E.1 Matrices de transfert

## E.1.1 Interface à $z_o$ :

La matrice de transfert de l'interface à $z_o$ a pour expression

$$M_{z_o} = \frac{1}{t_o}\begin{pmatrix} 1 & r_o \\ r_o & 1 \end{pmatrix}$$

avec

$$\begin{cases} t_o = \frac{2n_o}{n_o+n} \\ r_o = \frac{n_o-n}{n_o+n} \end{cases}$$

## E.1.2 Propagation de $z_o$ à z+dz

La matrice de transfert de la propagation de $z_o$ à z+dz est

$$M_{z_o dz} = \begin{pmatrix} \phi_o^* & 0 \\ 0 & \phi_o \end{pmatrix}$$

avec

$$\phi_o = e^{ik_o n(z_o-(z+dz))}$$

## E.1.3 Interface à z+dz

La matrice de transfert de l'interface à z+dz a pour expression

$$M_{z+dz} = \frac{1}{t_{n\Delta n}}\begin{pmatrix} 1 & r_{n\Delta n} \\ r_{n\Delta n} & 1 \end{pmatrix}$$

avec

$$\begin{cases} t_{n\Delta n} = \frac{2n}{2n+\Delta n} \\ r_{n\Delta n} = \frac{-\Delta n}{2n+\Delta n} \end{cases}$$

## E.1.4 Propagation de z+dz à z

La matrice de transfert de la propagation de z+dz à z est

$$M_{dzz} = \begin{pmatrix} \phi_{\Delta n}^* & 0 \\ 0 & \phi_{\Delta n} \end{pmatrix}$$

avec

$$\phi_{\Delta n} = e^{ik_o(n+\Delta n)dz}$$

## E.1.5 Interface à z

La matrice de transfert de l'interface à z a pour expression

$$M_z = \frac{1}{t_{\Delta nn}}\begin{pmatrix} 1 & r_{\Delta nn} \\ r_{\Delta nn} & 1 \end{pmatrix}$$

avec

$$\begin{cases} t_{\Delta nn} = \frac{2(n\Delta n)}{2n+\Delta n} \\ r_{\Delta nn} = \frac{\Delta n}{2n+\Delta n} \end{cases}$$

### E.1.6 Matrice de transfert totale

Ainsi, la matrice de transfert totale de l'échantillon a pour expression

$$M = M_{z_o} M_{z_o dz} M_{z+dz} M_{dzz} M_z$$

## E.2 Coefficient de réflexion en amplitude de l'échantillon

On en déduit de la matrice de transfert totale le coefficient de réflexion en amplitude de la sonde :

$$r_s = \frac{\phi_o^* \phi_{\Delta n}^* + \phi_o \phi_\Delta^* r_o r_{n\Delta n} + r_{\Delta nn}\left(\phi_o^* \phi_{\Delta n} r_{n\Delta n} + \phi_o \phi_{\Delta n} r_o\right)}{\phi_o^* \phi_{\Delta n}^* r_o + \phi_o \phi_{\Delta n}^* r_o r_{n\Delta n} + r_{\Delta nn}\left(\phi_o^* \phi_{\Delta n} r_{n\Delta n} r_o + \phi_o \phi_{\Delta n}\right)}$$

En développant à l'ordre 1 les exponentielles complexes par rapport à dz nous obtenons l'approximation suivante :

$$r_s \approx \frac{r_o e^{-ik_o n(z_o - z)}(1 - ik_o \Delta n dz) + ik_o \Delta n e^{ik_o n(z_o - z)} dz}{e^{-ik_o n(z_o - z)}(1 - ik_o \Delta n dz) + ik_o \Delta n r_o e^{ik_o n(z_o - z)} dz}$$

En continuant le développement à l'ordre 1 par rapport à dz et en ajoutant celui par rapport à $\Delta n$, on obtient l'approximation

$$\underline{r_s \approx r_o + ik_o \Delta n (1 - r_o^2) e^{2ik_o n(z_o - z)} dz} \tag{E.2}$$

Notons que nous avons négligé les termes en $dz^2$ dans le cadre de l'hypothèse des faibles perturbations. Le coefficient de réflexion en amplitude ainsi obtenu est utilisé pour calculer la variation de réflectivité en puissance d'une expérience de TDBS.

# Annexe F

# Protocole d'alignement et de réglage pour une mesure de TDBS

Dans cette annexe sont détaillés les protocoles suivis pour aligner les faisceaux pompe et sonde, aligner l'échantillon et préparer une mesure d'acoustique picoseconde TDBS.

## F.1 Aligner les faisceaux pompe et sonde

Avant de placer l'échantillon et d'optimiser le montage, nous devons aligner les faisceaux pompe et sonde de telle sorte qu'ils se propagent sur l'axe de l'objectif comme montré dans la fig.F.1(a).

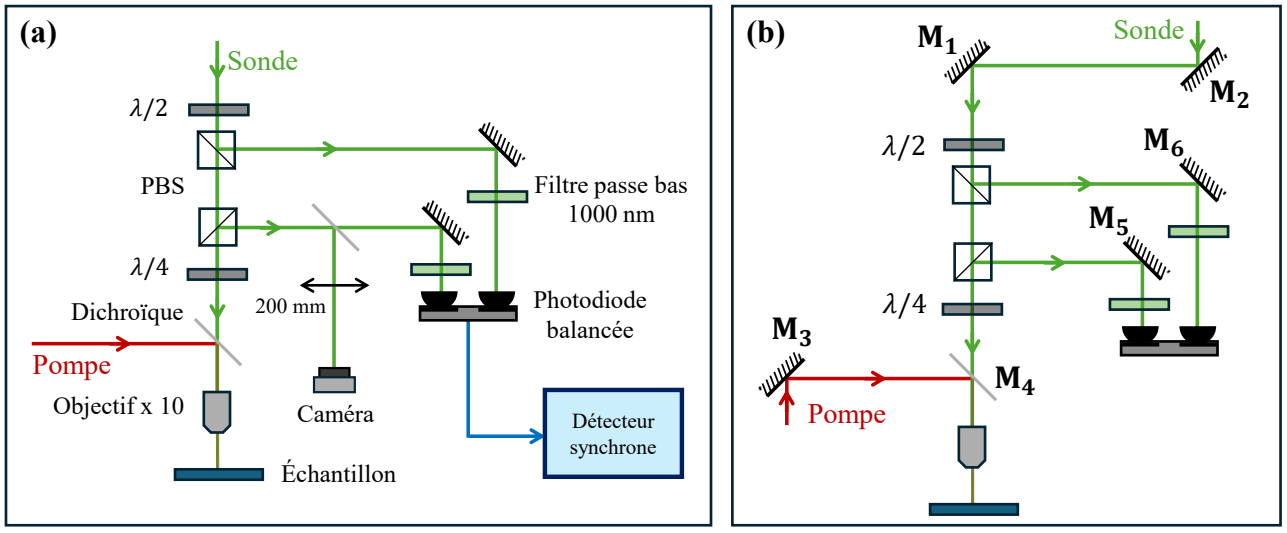


FIGURE F.1 – **(a)** Schéma du montage aligné et **(b)** numérotation des miroirs.

#### Alignement de la sonde sur l'axe de l'objectif

Dans un premier temps, nous alignons le faisceau sonde sur l'axe de l'objectif en retirant l'échantillon et l'objectif. Ce dernier est remplacé par un tube aux extrémités duquel nous plaçons deux pinholes comme montré dans la fig.F.2.

Le protocole suivi est le suivant :

1. Couper le faisceau pompe ;
2. Laisser le faisceau sonde se propager jusqu'au pinhole n°1 (fig.F.2) ;
3. Avec le miroir M2 (fig.F.1(b)), aligner le faisceau sur le pinhole n°1 ;

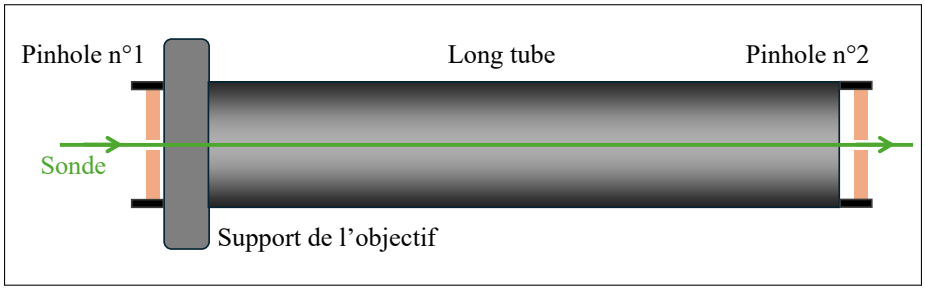


FIGURE F.2 – Schéma du tube vissé sur le support de l'objectif pour aligner la sonde sur l'axe de ce dernier. L'échantillon est aussi retiré.

4. Avec le miroir M1, aligner le faisceau sur le pinhole n°2 ;
5. Répéter les étapes 3 à 4 jusqu'à ce que le faisceau soit aligné sur ls deux pinholes ;

À la fin de ce protocole, le faisceau sonde est aligné sur l'axe central de l'objectif.

**Alignement de la pompe sur la sonde**

Nous devons maintenant aligner la pompe sur la même trajectoire de la sonde. Pour cela, on retire le tube de la fig.F.2, on conserve le pinhole n°1 et on laisse les faisceaux pompe et sonde se propager sur une très grand distance comme montré dans la fig.F.3.

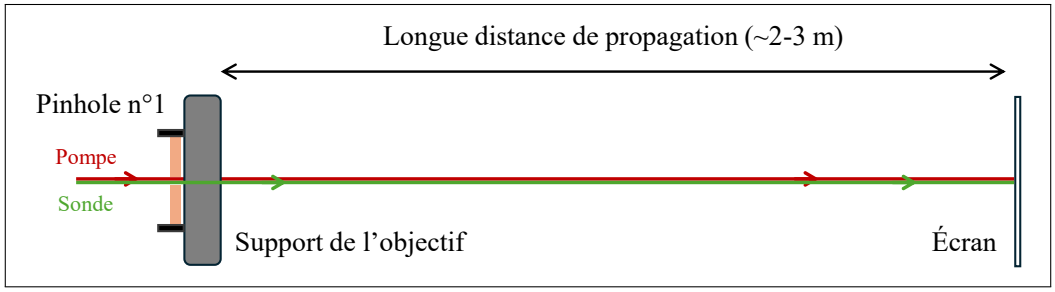


FIGURE F.3 – Schéma du montage réalisé pour aligner le faisceau pompe sur la sonde. Un écran est utilisé pour aligner la pompe sur la sonde à très grande distance mais un pinhole peut aussi être utilisé.

Le protocole pour aligner la pompe sur la sonde est le suivant :

1. Placer un écran (ou un pinhole) le plus loin possible du pinhole n°1 (cf fig.F.3) (plus il est loin, mieux sera l'alignement de la pompe sur la sonde) ;
2. Retirer le bloqueur de faisceau de la sonde ;
3. Localiser et noter la position de l'impact du faisceau sonde sur l'écran (ou placer un pihole au centre du faisceau sonde) ;
4. Bloquer le faisceau sonde ;
5. Retirer le bloqueur de faisceau de la pompe ;
6. Avec le miroir M3 (fig.F.1(b)), aligner le faisceau sur le pinhole n°1 ;
7. Avec le miroir M4, aligner le faisceau sur la position notée de la sonde sur l'écran (ou le pinhole) ;
8. Répéter les étapes 6 à 7 jusqu'à ce que le faisceau pompe soit aligné sur les deux positions ;

Le faisceau pompe se propage sur le même axe que celui sonde.

## F.2 Alignement de l'échantillon en incidence normale

Maintenant que les faisceaux pompe et sonde sont alignés sur l'axe central de l'objectif, on retire le(les) pinhole(-s), visse l'objectif sur son support et place l'échantillon comme montré dans la fig.F.4.

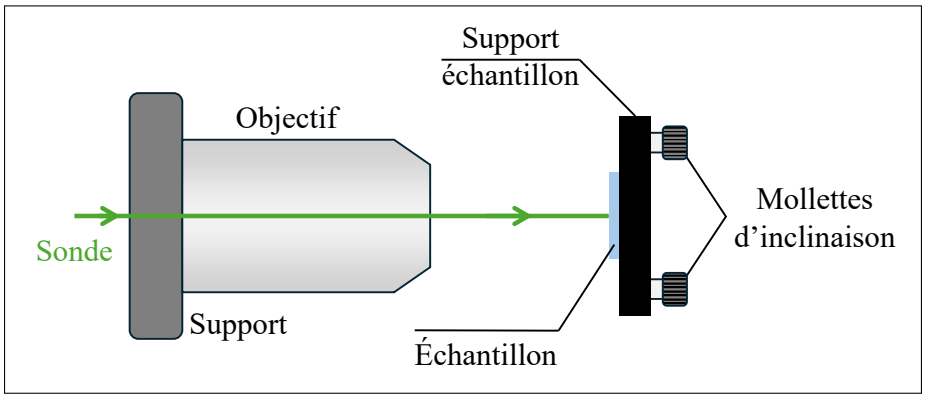


FIGURE F.4 – Schéma du montage de l'objectif et de l'échantillon.

L'échantillon doit être maintenant aligné de telle sorte que les faisceaux pompe et sonde y soient perpendiculaire. Pour orienter l'échantillon perpendiculairement aux faisceaux, on suit le protocole suivant :

1. Si la pompe n'est pas bloquée, placer un bloqueur de faisceau ;
2. Activer la caméra de la fig.F.1(a) ;
3. Retirer le bloqueur de faisceau de la sonde ;
4. Avec la monture 3D sur laquelle repose le support de l'échantillon, ajuster la distance entre l'objectif et l'échantillon de telle sorte à minimiser le diamètre du faisceau sonde réfléchi par l'échantillon ;
5. Avec la molette du support de l'échantillon, ajuster son inclinaison horizontale de telle sorte que le faisceau sonde réfléchi soit aligné avec celui incident sur l'axe horizontal (voir fig.F.5) ;
6. Vérifier à la caméra le diamètre du faisceau réfléchi ;
7. Si le diamètre a grossi, ré-ajuster la distance échantillon-objectif avec la monture 3D pour minimiser le diamètre de la sonde ;
8. Avec la molette du support de l'échantillon, ajuster son inclinaison verticale de telle sorte que le faisceau sonde réfléchi soit aligné avec celui incident sur l'axe horizontal (voir fig.F.5) ;
9. Vérifier à la caméra le diamètre du faisceau réfléchi ;
10. Si le diamètre a grossi, ré-ajuster la distance échantillon-objectif avec la monture 3D pour minimiser le diamètre de la sonde ;
11. Répéter les étapes 5 à 10 jusqu'à ce que le faisceau sonde réfléchi soit superposé à celui incident et que le diamètre du faisceau focalisé sur la caméra soit minimal ;

L'échantillon est aligné perpendiculairement par rapport au x faisceaux pompe et sonde et se trouve au point focal de la sonde.

## F.3 Alignement et réglages de la photo-diode balancée

Les faisceaux et l'échantillon étant alignés, nous pouvons régler la photo-diode balancée.

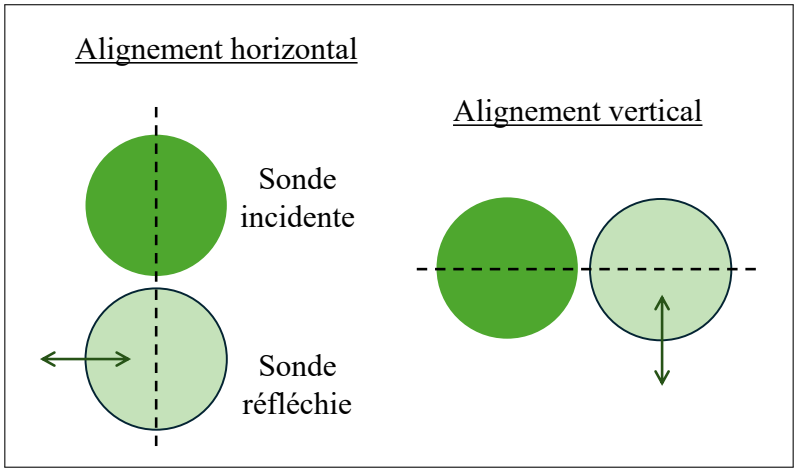


FIGURE F.5 – Schématisation de l'alignement du faisceau sonde réfléchi par l'échantillon suivant l'axe vertical et l'axe horizontal pour que l'échantillon soit perpendiculaire aux faisceaux.

**Alignement de la photo-diode balancée**

Dans un premier temps, les faisceau sondes incidents sur la photo-diode (cf fig.F.1(a)) sont dirigés au centre des détecteurs. Le protocole est le suivant :

1. Si le faisceau pompe n'est pas coupé, le bloquer ;
2. Retirer le miroir partiellement réfléchissant de la caméra (lame de verre placée avant la lentille 200 mm dans la fig.F.1(a)) ;
3. Retirer le bloqueur de faisceau de la sonde ;
4. Avec un volt-mètre, mesurer la tension aux bornes de la photo-diode en face du miroir M5 (cf fig.F.1(b)) ;
5. Maximiser la tension mesurée en jouant avec l'inclinaison du miroir M5 ;
6. Déconnecter le volt-mètre de la photo-diode ;
7. Connecter le volt-mètre à la photo-diode en face du miroir M6 ;
8. Maximiser la tension mesurée en jouant avec l'inclinaison du miroir M6 ;
9. Déconnecter le volt-mètre de la photo-diode ;
10. Reconnecter les sorties des photo-diodes à l'entrée du détecteur synchrone ;

Les faisceaux sonde sont centrés sur les deux photo-diodes pour collecter le maximum de signal. Nous devons vérifier maintenant que la surface sondée sur l'échantillon n'est pas endommagée. On suit pour cela le protocole suivant :

1. Si le faisceau pompe n'est pas coupé, le bloquer ;
2. Introduire le miroir partiellement réfléchissant de la caméra (lame de verre placée avant la lentille 200 mm dans la fig.F.1(a)) ;
3. Activer la caméra ;
4. Retirer le bloqueur de faisceau de la sonde ;
5. En défocalisant légèrement la distance échantillon-objectif, vérifier que le faisceau mesuré sur la caméra ne présente pas d'impact (souvent vus comme des tâches d'Airy) ;
6. Si l'échantillon présente un impact, le déplacer dans le plan transversal avec la monture 3D de l'échantillon ;
7. Vérifier que l'échantillon n'a pas d'impact ;
8. Retirer le miroir partiellement réfléchissant de la caméra (lame de verre placée avant la lentille 200 mm dans la fig.F.1(a)) ;

Maintenant, la zone sondée de l'échantillon est non endommagée.

**Réglages de la photo-diode balancée**

Les puissances sur les deux photo-diodes doivent être balancées et réglées de telle sorte à ne pas saturer le détecteur synchrone. Nous suivons le protocole suivant :

1. Si le faisceau pompe n'est pas coupé, le bloquer ;
2. Retirer le miroir partiellement réfléchissant de la caméra (lame de verre placée avant la lentille 200 mm dans la fig.F.1(a)) ;
3. Retirer le bloqueur de faisceau de la sonde ;
4. Avec un volt-mètre, mesurer la différence de tension entre les deux sorties des photo-diodes ;
5. Régler l'angle de la lame demi-onde (cf figF.1) de telle sorte que la tension mesurée soit nulle (on dit que l'on balance la photo-diode) ;
6. Augmenter la puissance moyenne sonde juste avant que l'entrée du détecteur synchrone sature ;
7. Si la différence de tension n'est pas nulle, re-balancer la photo-diode ;
8. Mesurer respectivement les tensions aux bornes des photo-diodes et noter la maximale : c'est une image de la puissance réfléchie par l'échantillon au repos, i.e sans la pompe ;
9. Connecter les photo-diodes à l'entrée du détecteur synchrone ;

L'échantillon, le détecteur synchrone et les faisceaux sont alignés et réglés.

## F.4 Optimisation de la superposition pompe-sonde

Nous cherchons maintenant à optimiser le recouvrement pompe-sonde pour maximiser le signal mesuré. Le protocole suivi est le suivant :

1. Retirer le bloqueur de faisceau de la sonde ;
2. Retirer le bloqueur de faisceau de la pompe ;
3. Vérifier au détecteur synchrone qu'un signal est mesuré en coupant séparément la pompe et la sonde ;
4. Si aucun signal est mesuré, déplacé la ligne à délai de la pompe ;
5. Si aucun signal est encore mesuré, re-vérifier l'alignement ;
6. Si un signal est mesuré, faire un scan rapide de la ligne à délai ;
7. Le signal mesuré ressemble à celui de la fig.F.6 ;
8. Dans le signal mesuré, repéré le pic de réflexion des électrons : il s'agit du temps t = 0 ps, quand les bras pompe et sonde sont de même longueur ;
9. Placer la ligne à délai à la position du temps 0 ;
10. Maximiser le signal mesuré par le détecteur synchrone en jouant avec l'inclinaison du miroir M4 (cf fig.F.1(b)) ;
11. Couper le faisceau pompe ;
12. Vérifier que les faisceaux sondes sont toujours alignés sur les photo-diodes ;
13. Vérifier que les photo-diodes sont balancées ;
14. Réintroduire le faisceau pompe pour vérifier que la tension mesurée sur le détecteur synchrone est maximale ;
15. Si non, recommencer les étapes 10 à 14 et mesurer les tensions aux bornes des deux photo-diodes (sans la pompe) ;

À la fin de ce protocole, la superposition pompe-sonde est optimisée et le montage est prêt à être utilisé pour faire des mesures TDBS.

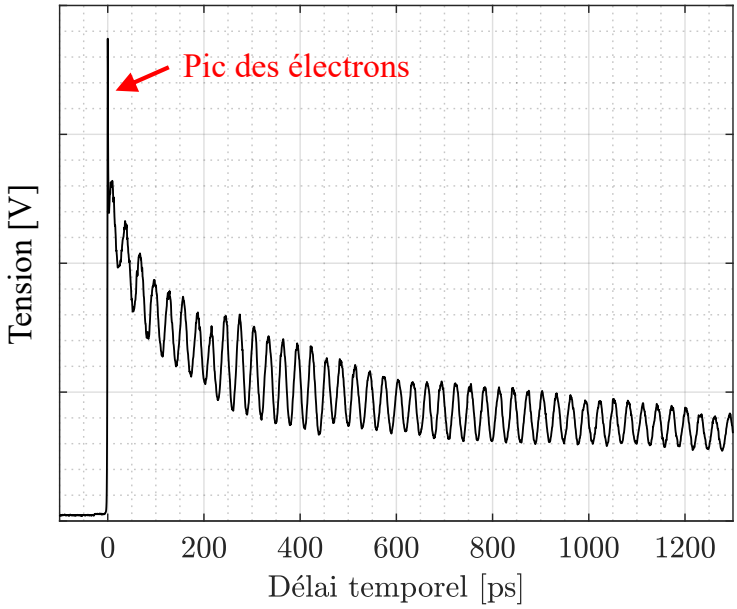


FIGURE F.6 – Signal typique mesuré lors d'un scan avec un montage de TDBS.

# Annexe G

# Protocole de réglage du doubleur de cadence fibré

Le protocole pour régler le doubleur de cadence fibré est détaillé dans cette annexe. Pour rappel, un schéma de l'interféromètre de Mach-Zehnder utilisé pour doubler la cadence des impulsions est donné dans la fig.G.1 et une photo dans la fig.G.2.

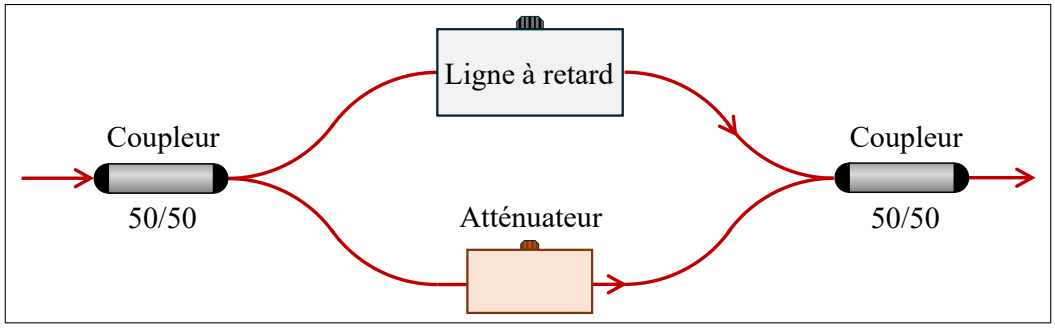


FIGURE G.1 – Schéma de l'interféromètre de Mach-Zhender fibré utilisé pour doubler la cadence du train d'impulsions généré par GigaPico.

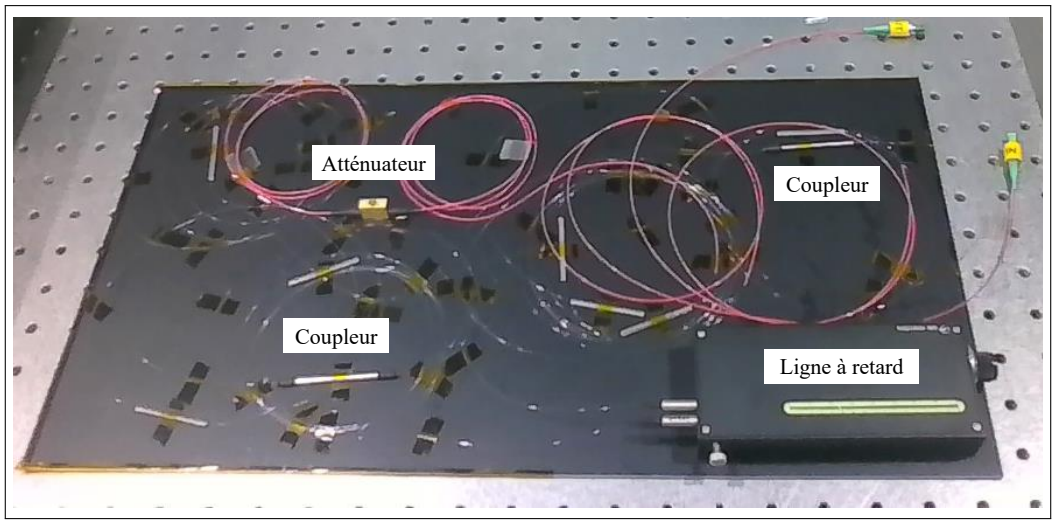


FIGURE G.2 – Photo du doubleur de cadence.

Le réglage du doubleur de cadence consiste à ajuster le délai de la ligne à retard et l'atténuation de telle sorte que la période des impulsions en sortie du doubleur soit exactement égale à la moitié de celle en entrée et que toutes les impulsions soient de même puissance crête. Le réglage se fait en deux étapes qui sont détaillées dans les parties qui suivent.

## G.1 Premier réglage du doubleur avec un analyseur de spectre RF

Le premier réglage de la ligne à retard et de l'atténuateur est un ajustement grossier qui permet de se rapprocher du fonctionnement idéale du doublage de la cadence. Pour faire cela, il faut réaliser le montage de la fig.G.3.

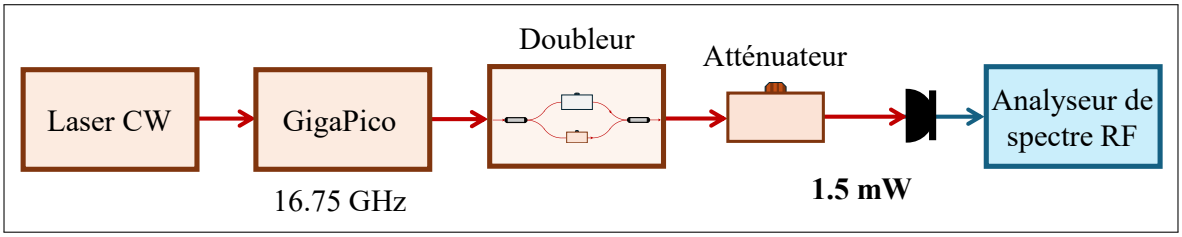


FIGURE G.3 – Schéma du montage fibré utilisé pour réaliser le premier ajustement du doubleur de cadence.

La sortie du doubleur de cadence est mesuré par une photo-diode rapide (PD-40-C-DC, Optilab) connectée à un analyseur de spectre RF (PC2014-0050, MXA Signal Analyser, Agilent Technologies). Pour ne pas endommager la photo-diode, la puissance optique est atténuée à moins de 1 mW. Un spectre typique mesuré par l'analyseur quand le doubleur n'est as réglé est tracé dans la fig.G.4(a).

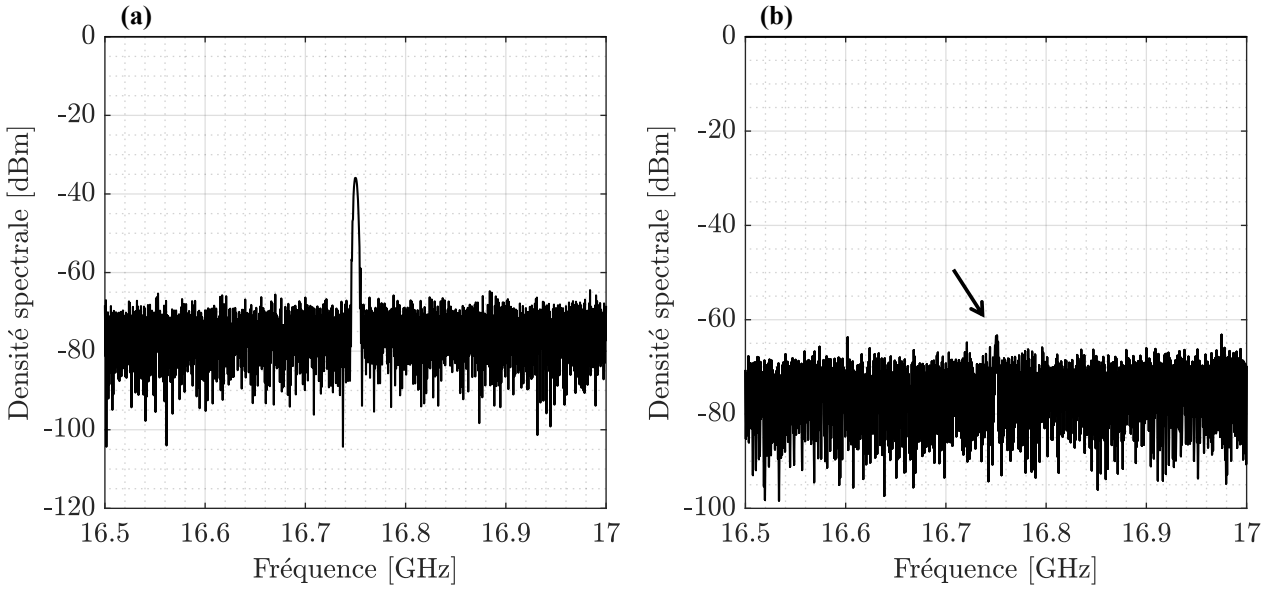


FIGURE G.4 – **(a)** Spectre RF mesuré en sortie du doubleur de cadence quand il n'est pas optimisé. **(b)** Spectre RF mesuré quand le doubleur est optimisé.

Le pic mesuré dans les spectres de la fig.G.4 est localisé à la cadence des impulsions. L'objectif est d'atténuer au maximum son amplitude. Pour cela, le protocole suivant est suivi :

1. Ajuster le délai de la ligne à retard de telle sorte à minimiser l'amplitude du pic RF ;
2. Ajuster l'atténuateur de telle sorte à minimiser l'amplitude du pic RF ;
3. Répéter les étapes 1 et 2 jusqu'à ce que l'amplitude du pic soit minimal ;

À la fin de ce protocole, le doubleur de cadence est réglé pour être le plus proche de son fonctionnement optimal : c'est un premier réglage grossier. En particulier, la ligne à retard n'est pas exactement réglé.

## G.2 Deuxième réglage du doubleur avec un auto-corrélateur

Pour affiner le réglage de la ligne à retard, le montage de la fi.G.5 est réalisé.

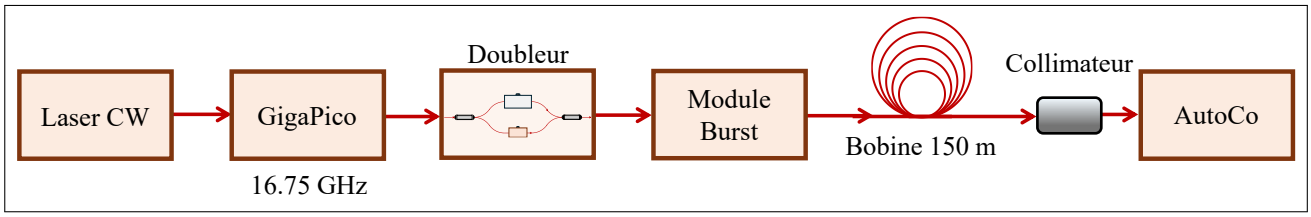


FIGURE G.5 – Schéma du montage utilisé pour réaliser le deuxième ajustement du doubleur de cadence.

La sortie du doubleur de cadence est injectée dans le module burst pour y découper des salves d'impulsions. Le but est d'amplifier suffisamment les impulsions pour qu'elles soient mesurables par l'auto-corrélation. Les impulsions en sortie du module burst sont compressées avec une bobine de fibre de 150 m (le chirp de GigaPico est réglé de telle sorte que les impulsions se compriment lors de leur propagation). Le faisceau est collimaté pour être ensuite injecté dans l'auto-corrélateur (MFO01.2016, APE Pulse Check). Un exemple d'auto-corrélation mesurée quand le doubleur n'est pas réglé est donné dans la fig.G.6.

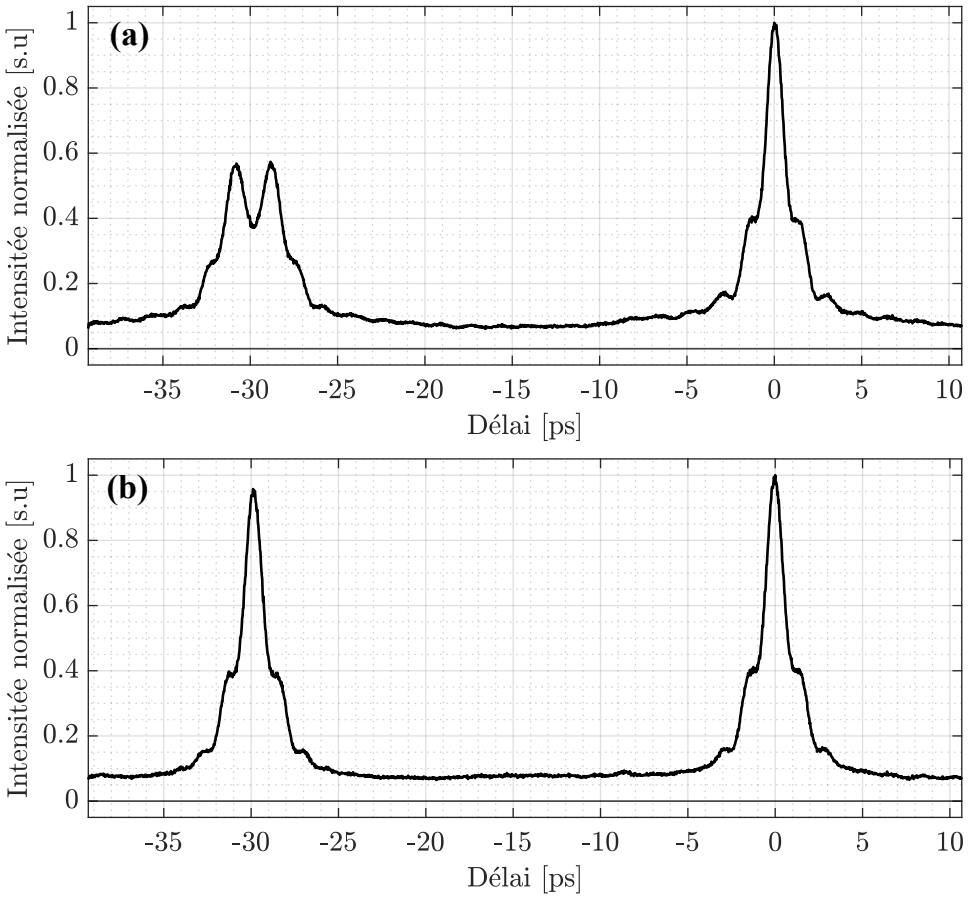


FIGURE G.6 – **(a)** Auto-corrélation des impulsions mesurée en sortie du compresseur fibré quand la ligne à retard du doubleur de cadence est mal réglée. **(b)** Auto-corrélation mesurée quand la ligne à retard est correctement réglée.

Le délai temporel de la ligne à retard est finement ajusté de telle sorte que l'auto-corrélation mesurée à -30 ps dans la fig.G.6(a) forme une impulsion unique de puissance crête maximale. Un

ajustement de l'atténuateur dans le doubleur de cadence peut être réalisé en mesurant les impulsions des salves sur un oscilloscope rapide. Une fois ces protocoles terminés, le chirp des impulsions est inversé avec le module GigaPico de telle sorte qu'elles s'étirent ors de leur propagation.

# Bibliographie


[1] Theodore H. MAIMAN. *The Laser Inventor*. en. Springer Biographies. Cham : Springer International Publishing, 2018. ISBN : 978-3-319-61939-2 978-3-319-61940-8. DOI : 10.1007/978-3-319-61940-8. URL : http://link.springer.com/10.1007/978-3-319-61940-8.

[2] R. M. WHITE. "Generation of elastic waves by transient surface heating". In : *J. Appl. Phys.* 34.12 (1963), p. 3559-3567.

[3] C. THOMSEN et al. "Coherent Phonon Generation and Detection by Picosecond Light Pulses". In : *Physical Review Letters* 53.10 (sept. 1984), p. 989-992. ISSN : 0031-9007. DOI : 10.1103/PhysRevLett.53.989.

[4] C. THOMSEN et al. "Picosecond interferometric technique for study of phonons in the brillouin frequency range". en. In : *Optics Communications* 60.1 (oct. 1986), p. 55-58. ISSN : 0030-4018. DOI : 10.1016/0030-4018(86)90116-1. URL : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0030401886901161.

[5] Tina HECKSHER et al. "Toward broadband mechanical spectroscopy". en. In : *Proceedings of the National Academy of Sciences* 114.33 (août 2017), p. 8710-8715. ISSN : 0027-8424, 1091-6490. DOI : 10.1073/pnas.1707251114. URL : https://pnas.org/doi/full/10.1073/pnas.1707251114.

[6] Adrien AUBOURG et al. "Generation of picosecond laser pulses at 1030 nm with gigahertz range continuously tunable repetition rate". EN. In : *Optics Letters* 40.23 (déc. 2015), p. 5610-5613. ISSN : 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.40.005610. URL : https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-40-23-5610.

[7] Rüdiger PASCHOTTA. *Chromatic Dispersion*. Anglais. Encyclopédie numérique. 10.61835/bmw. 2005. URL : https://www.rp-photonics.com/chromatic_dispersion.html.

[8] Rüdiger PASCHOTTA. *Phase Noise*. Anglais. Encyclopédie numérique. 10.61835/v3f. 2007. URL : https://www.rp-photonics.com/phase_noise.html.

[9] Rüdiger PASCHOTTA. *Timing Jitter*. Anglais. Encyclopédie numérique. 10.61835/p6i. 2006. URL : https://www.rp-photonics.com/timing_jitter.html.

[10] Rüdiger PASCHOTTA. *Intensity Noise*. Anglais. Encyclopédie numérique. 10.61835/lkh. 2008. URL : https://www.rp-photonics.com/intensity_noise.html.

[11] Franz X. KÄRTNER et al. "Few-Cycle Pulses Directly from a Laser". en. In : *Few-Cycle Laser Pulse Generation and Its Applications*. Sous la dir. de Claus E. ASCHERON et al. T. 95. Series Title : Topics in Applied Physics. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, août 2004, p. 73-136. ISBN : 978-3-540-20115-1 978-3-540-39849-3. DOI : 10.1007/978-3-540-39849-3_2. URL : http://link.springer.com/10.1007/978-3-540-39849-3_2.

[12] Jungwon KIM et Youjian SONG. "Ultralow-noise mode-locked fiber lasers and frequency combs : principles, status, and applications". en. In : *Advances in Optics and Photonics* 8.3 (sept. 2016), p. 465. ISSN : 1943-8206. DOI : 10.1364/AOP.8.000465. URL : https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=aop-8-3-465.

[13] M. DIDOMENICO Jr. "Small-Signal Analysis of Internal (Coupling-Type) Modulation of Lasers". In : *Journal of Applied Physics* 35.10 (juill. 2004), p. 2870-2876. ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.1713121. URL : https://doi.org/10.1063/1.1713121.

[14] Hermann A. HAUS. “Theory of mode locking with a fast saturable absorber”. en. In : *Journal of Applied Physics* 46.7 (juill. 1975), p. 3049-3058. ISSN : 0021-8979, 1089-7550. DOI : 10.1063/1.321997. URL : https://pubs.aip.org/jap/article/46/7/3049/6832/Theory-of-mode-locking-with-a-fast-saturable.

[15] A. E. SIEGMAN. “Bragg diffraction of a Gaussian beam by a crossed-Gaussian volume grating*”. en. In : *Journal of the Optical Society of America* 67.4 (avr. 1977), p. 545. ISSN : 0030-3941. DOI : 10.1364/JOSA.67.000545. URL : https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=josa-67-4-545.

[16] P. DEL'HAYE et al. “Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator”. en. In : *Nature* 450.7173 (déc. 2007), p. 1214-1217. ISSN : 0028-0836, 1476-4687. DOI : 10.1038/nature06401. URL : https://www.nature.com/articles/nature06401.

[17] Alessia PASQUAZI et al. “Micro-combs : A novel generation of optical sources”. en. In : *Physics Reports* 729 (jan. 2018), p. 1-81. ISSN : 03701573. DOI : 10.1016/j.physrep.2017.08.004. URL : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0370157317303253.

[18] T J KIPPENBERG, R HOLZWARTH et S A DIDDAMS. “Microresonator-Based Optical Frequency Combs”. en. In : ().

[19] Alexandre PARRIAUX, Kamal HAMMANI et Guy MILLOT. “Electro-optic frequency combs”. EN. In : *Advances in Optics and Photonics* 12.1 (mars 2020), p. 223-287. ISSN : 1943-8206. DOI : 10.1364/AOP.382052. URL : https://opg.optica.org/aop/abstract.cfm?uri=aop-12-1-223.

[20] Zhuang RONGJIN et al. “Electro-Optic Frequency Combs Theory Characteristics and Applications”. In : *Laser Photonics Reviews* 17 (avr. 2023), p. 1-27. DOI : https://doi.org/10.1002/lpor.202200353.

[21] Scott A. DIDDAMS, Kerry VAHALA et Thomas UDEM. “Optical frequency combs : Coherently uniting the electromagnetic spectrum”. In : *Science* 369.6501 (juill. 2020), eaay3676. DOI : 10.1126/science.aay3676. URL : https://www.science.org/doi/10.1126/science.aay3676.

[22] Tara FORTIER et Esther BAUMANN. “20 years of developments in optical frequency comb technology and applications”. en. In : *Communications Physics* 2.1 (déc. 2019). Number : 1, p. 1-16. ISSN : 2399-3650. DOI : 10.1038/s42005-019-0249-y. URL : https://www.nature.com/articles/s42005-019-0249-y.

[23] Jun YE et Steven T. CUNDIFF, éd. *Femtosecond Optical Frequency Comb : Principle, Operation, and Applications*. en. Boston : Kluwer Academic Publishers, 2005. ISBN : 978-0-387-23790-9. DOI : 10.1007/b102450. URL : http://link.springer.com/10.1007/b102450.

[24] *Why would I need an optical frequency comb?* Anglais. Menlo Systems, jan. 2021. URL : https://www.youtube.com/watch?v=UgiBYZ2oZT4.

[25] BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES, éd. *Comptes-rendus / 17e Conférence Générale des Poids et Mesures, (1983)*. fr. Paris : Impr. Durand, 1984. ISBN : 978-92-822-2084-9.

[26] L HOLLBERG et al. “The measurement of optical frequencies”. en. In : *Metrologia* 42.3 (juin 2005), S105-S124. ISSN : 0026-1394, 1681-7575. DOI : 10.1088/0026-1394/42/3/S12. URL : https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0026-1394/42/3/S12.

[27] L. E. HARGROVE, R. L. FORK et M. A. POLLACK. “LOCKING OF He-Ne LASER MODES INDUCED BY SYNCHRONOUS INTRACAVITY MODULATION”. In : *Applied Physics Letters* 5.1 (nov. 2004), p. 4-5. ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.1754025. URL : https://doi.org/10.1063/1.1754025.

[28] Theodor W. HÄNSCH. “Nobel Lecture : Passion for precision”. en. In : *Reviews of Modern Physics* 78.4 (nov. 2006), p. 1297-1309. ISSN : 0034-6861, 1539-0756. DOI : 10.1103/RevModPhys.78.1297. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.78.1297.

[29] John L. HALL. “Defining and Measuring Optical Frequencies : The Optical Clock Opportunity- And More (Nobel Lecture)”. en. In : *ChemPhysChem* 7.11 (nov. 2006), p. 2242-2258. ISSN : 1439-4235, 1439-7641. DOI : 10.1002/cphc.200600457. URL : https://chemistry-europe.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/cphc.200600457.

[30] J. N. ECKSTEIN, A. I. FERGUSON et T. W. HÄNSCH. “High-Resolution Two-Photon Spectroscopy with Picosecond Light Pulses”. en. In : *Physical Review Letters* 40.13 (mars 1978), p. 847-850. ISSN : 0031-9007. DOI : 10.1103/PhysRevLett.40.847. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.40.847.

[31] A. GODONE et al. “New experimental limits to the time variations of g p ( m e / m p ) and alpha”. en. In : *Physical Review Letters* 71.15 (oct. 1993), p. 2364-2366. ISSN : 0031-9007. DOI : 10.1103/PhysRevLett.71.2364. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.71.2364.

[32] Nathalie PICQUÉ et Theodor W. HÄNSCH. “Frequency comb spectroscopy”. en. In : *Nature Photonics* 13.3 (mars 2019), p. 146-157. ISSN : 1749-4885, 1749-4893. DOI : 10.1038/s41566-018-0347-5. URL : https://www.nature.com/articles/s41566-018-0347-5.

[33] S. SCHILLER. “Spectrometry with frequency combs”. en. In : *Optics Letters* 27.9 (mai 2002), p. 766. ISSN : 0146-9592, 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.27.000766. URL : https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-27-9-766.

[34] Ian CODDINGTON, Nathan NEWBURY et William SWANN. “Dual-comb spectroscopy”. en. In : *Optica* 3.4 (avr. 2016), p. 414. ISSN : 2334-2536. DOI : 10.1364/OPTICA.3.000414. URL : https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=optica-3-4-414.

[35] Albert SCHLIESSER et al. “Frequency-comb infrared spectrometer for rapid, remote chemical sensing”. en. In : *Optics Express* 13.22 (2005), p. 9029. ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OPEX.13.009029. URL : https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-13-22-9029.

[36] Sylvain BOUDREAU et al. “Chemical detection with hyperspectral lidar using dual frequency combs”. Anglais. In : *Optica* 21.6 (2013), p. 7411-7418. DOI : https://doi.org/10.1364/OE.21.007411. URL : https://opg.optica.org/oe/fulltext.cfm?uri=oe-21-6-7411.

[37] G. B. RIEKER et al. “Frequency-comb-based remote sensing of greenhouse gases over kilometer air paths”. en. In : *Optica* 1.5 (nov. 2014), p. 290. ISSN : 2334-2536. DOI : 10.1364/OPTICA.1.000290. URL : https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=optica-1-5-290.

[38] Arthur HIPKE et al. “Broadband Doppler-limited two-photon and stepwise excitation spectroscopy with laser frequency combs”. en. In : *Physical Review A* 90.1 (juill. 2014), p. 011805. ISSN : 1050-2947, 1094-1622. DOI : 10.1103/PhysRevA.90.011805. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.90.011805.

[39] E. BAUMANN et al. “Spectroscopy of the methane v 3 band with an accurate midinfrared coherent dual-comb spectrometer”. en. In : *Physical Review A* 84.6 (déc. 2011), p. 062513. ISSN : 1050-2947, 1094-1622. DOI : 10.1103/PhysRevA.84.062513. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.84.062513.

[40] Michael J. THORPE et al. “Cavity-enhanced optical frequency comb spectroscopy : application to human breath analysis”. en. In : *Optics Express* 16.4 (2008), p. 2387. ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.16.002387. URL : https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-16-4-2387.

[41] P. Bryan CHANGALA et al. “Rovibrational quantum state resolution of the C60 fullerene”. en. In : *Science* 363.6422 (jan. 2019), p. 49-54. ISSN : 0036-8075, 1095-9203. DOI : 10.1126/science.aav2616. URL : https://www.science.org/doi/10.1126/science.aav2616.

[42] Katia CUNHA et Verne V. SMITH. “Chemical Evolution of the Galactic Bulge as Derived from High-Resolution Infrared Spectroscopy of K and M Red Giants”. en. In : *The Astrophysical Journal* 651.1 (nov. 2006), p. 491-501. ISSN : 0004-637X, 1538-4357. DOI : 10.1086/507673. URL : https://iopscience.iop.org/article/10.1086/507673.

[43] Tilo STEINMETZ et al. “Laser Frequency Combs for Astronomical Observations”. en. In : *Science* 321.5894 (sept. 2008), p. 1335-1337. ISSN : 0036-8075, 1095-9203. DOI : 10.1126/science.1161030. URL : https://www.science.org/doi/10.1126/science.1161030.

[44] Allan SANDAGE. “The Change of Redshift and Apparent Luminosity of Galaxies due to the Deceleration of Selected Expanding Universes.” en. In : *The Astrophysical Journal* 136 (sept. 1962), p. 319. ISSN : 0004-637X, 1538-4357. DOI : 10.1086/147385. URL : http://adsabs.harvard.edu/doi/10.1086/147385.

[45] R MAIOLINO et al. “A Community Science Case for E-ELT HIRES”. en. In : ().

[46] Tobias WILKEN et al. “A spectrograph for exoplanet observations calibrated at the centimetre-per-second level”. en. In : *Nature* 485.7400 (mai 2012), p. 611-614. ISSN : 0028-0836, 1476-4687. DOI : 10.1038/nature11092. URL : https://www.nature.com/articles/nature11092.

[47] Ignas A. G. SNELLEN et al. “The orbital motion, absolute mass and high-altitude winds of exoplanet HD 209458b”. en. In : *Nature* 465.7301 (juin 2010), p. 1049-1051. ISSN : 0028-0836, 1476-4687. DOI : 10.1038/nature09111. URL : https://www.nature.com/articles/nature09111.

[48] Michel MAYOR et Queloz DIDIER. “A Jupiter-mass companion to a solar-type star”. Anglais. In : *Nature* 378 (nov. 1995), p. 355-359. DOI : https://doi.org/10.1038/378355a0. URL : https://www.nature.com/articles/Art1#citeas.

[49] M. T. MURPHY et al. “High-precision wavelength calibration of astronomical spectrographs with laser frequency combs”. en. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 380.2 (sept. 2007), p. 839-847. ISSN : 0035-8711, 1365-2966. DOI : 10.1111/j.1365-2966.2007.12147.x. URL : https://academic.oup.com/mnras/article-lookup/doi/10.1111/j.1365-2966.2007.12147.x.

[50] J MILLO et al. “Ultra-low-noise microwave extraction from fiber-based optical frequency comb”. en. In : ().

[51] Jiang LI et al. “Electro-optical frequency division and stable microwave synthesis”. en. In : ().

[52] Garrett J. SCHNEIDER et al. “Radiofrequency signal-generation system with over seven octaves of continuous tuning”. en. In : *Nature Photonics* 7.2 (fév. 2013), p. 118-122. ISSN : 1749-4885, 1749-4893. DOI : 10.1038/nphoton.2012.339. URL : https://www.nature.com/articles/nphoton.2012.339.

[53] Victor TORRES-COMPANY et Andrew M. WEINER. “Optical frequency comb technology for ultra broadband radio frequency photonics”. en. In : *Laser & Photonics Reviews* 8.3 (mai 2014), p. 368-393. ISSN : 1863-8880, 1863-8899. DOI : 10.1002/lpor.201300126. URL : https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/lpor.201300126.

[54] José CAPMANY et Dalma NOVAK. “Microwave photonics combines two worlds”. en. In : *Nature Photonics* 1.6 (juin 2007), p. 319-330. ISSN : 1749-4885, 1749-4893. DOI : 10.1038/nphoton.2007.89. URL : https://www.nature.com/articles/nphoton.2007.89.

[55] Zebin ZHU et Guanhao WU. “Dual Comb Ranging”. en. In : *Engineering* 4.6 (déc. 2018), p. 772-778. ISSN : 20958099. DOI : 10.1016/j.eng.2018.10.002. URL : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S2095809918303783.

[56] Yoon-Soo JANG et Seung-Woo KIM. “Distance Measurements Using Mode Locked Lasers : A Review”. en. In : *Nanomanufacturing and Metrology* 1.3 (sept. 2018), p. 131-147. ISSN : 2520-811X, 2520-8128. DOI : 10.1007/s41871-018-0017-8. URL : http://link.springer.com/10.1007/s41871-018-0017-8.

[57] Lars LUNDBERG et al. “Frequency Comb Based WDM Transmission Systems Enabling Joint Signal Processing”. en. In : *Applied Sciences* 8.5 (mai 2018), p. 718. ISSN : 2076-3417. DOI : 10.3390/app8050718. URL : https://www.mdpi.com/2076-3417/8/5/718.

[58] Joseph M. LUKENS, Daniel E. LEAIRD et Andrew M. WEINER. “A temporal cloak at telecommunication data rate”. en. In : *Nature* 498.7453 (juin 2013), p. 205-208. ISSN : 0028-0836, 1476-4687. DOI : 10.1038/nature12224. URL : https://www.nature.com/articles/nature12224.

[59] Joseph M. LUKENS et al. “Temporal cloaking for data suppression and retrieval”. en. In : *Optica* 1.6 (déc. 2014), p. 372. ISSN : 2334-2536. DOI : 10.1364/OPTICA.1.000372. URL : https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=optica-1-6-372.

[60] *Introduction à l'effet électro-optique*. Anglais. Site industriel. Juill. 2025. URL : https://www.samaterials.fr/content/introduction-to-the-electro-optic-effect.html.

[61] W. C. RÖNTGEN. "Ueber die durch electrische Kräfte erzeugte Aenderung der Doppelbrechung des Quarzes". de. In : *Annalen der Physik* 254.4 (jan. 1883), p. 534-551. ISSN : 0003-3804, 1521-3889. DOI : 10.1002/andp.18832540403. URL : https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/andp.18832540403.

[62] A. KUNDT. "Ueber das optische Verhalten des Quarzes im electrischen Felde". de. In : *Annalen der Physik* 254.2 (jan. 1883), p. 228-233. ISSN : 0003-3804, 1521-3889. DOI : 10.1002/andp.18832540204. URL : https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/andp.18832540204.

[63] Friedrich POCKELS. "Ueber den Einfluss elastischer Deformationen, speciell einseitigen Druckes, auf das optische Verhalten krystallinischer Körper". de. In : *Annalen der Physik* 273.5 (jan. 1889), p. 144-172. ISSN : 0003-3804, 1521-3889. DOI : 10.1002/andp.18892730509. URL : https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/andp.18892730509.

[64] Songyan HOU et al. "High-Speed Electro-Optic Modulators Based on Thin-Film Lithium Niobate". en. In : *Nanomaterials* 14.10 (mai 2024), p. 867. ISSN : 2079-4991. DOI : 10.3390/nano14100867. URL : https://www.mdpi.com/2079-4991/14/10/867.

[65] Hao CHEN et al. "Simulation and Design of LiNbO$_{3}$ Modulators With Switched Segmented Electrode Structure for High Bandwidth and Low Half-Wave Voltage". en. In : *IEEE Photonics Journal* 16.2 (avr. 2024), p. 1-7. ISSN : 1943-0655, 1943-0647. DOI : 10.1109/JPHOT.2024.3352697. URL : https://ieeexplore.ieee.org/document/10388417/.

[66] *Intensity modulator*. Anglais. URL : https://www.exail.com/product/linbo3-intensity-modulators-photonics.

[67] *LiNbO3 phase modulators*. Anglais. URL : https://www.exail.com/product/linbo3-phase-modulators-photonics.

[68] *Phase Modulators*. Anglais. URL : https://www.eospace.com/phase-modulator.

[69] *Jacobi–Anger expansion*. Anglais. Encyclopédie numérique. Fév. 2025. URL : https://en.wikipedia.org/wiki/Jacobi%E2%80%93Anger_expansion.

[70] T. KOBAYASHI et al. "High-repetition-rate optical pulse generator using a Fabry-Perot electro-optic modulator". en. In : *Applied Physics Letters* 21.8 (oct. 1972), p. 341-343. ISSN : 0003-6951, 1077-3118. DOI : 10.1063/1.1654403. URL : https://pubs.aip.org/apl/article/21/8/341/43411/High-repetition-rate-optical-pulse-generator-using.

[71] T. KOBAYASHI et al. "Optical pulse compression using high-frequency electrooptic phase modulation". en. In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 24.2 (fév. 1988), p. 382-387. ISSN : 0018-9197, 1558-1713. DOI : 10.1109/3.135. URL : http://ieeexplore.ieee.org/document/135/.

[72] Andrew J. METCALF et al. "High-Power Broadly Tunable Electrooptic Frequency Comb Generator". en. In : *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 19.6 (nov. 2013), p. 231-236. ISSN : 1077-260X, 1558-4542. DOI : 10.1109/JSTQE.2013.2268384. URL : http://ieeexplore.ieee.org/document/6553388/.

[73] Ken KASHIWAGI et al. "Direct generation of 125-GHz-spaced optical frequency comb with ultra-broad coverage in near-infrared region by cascaded fiber configuration". en. In : *Optics Express* 24.8 (avr. 2016), p. 8120. ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.24.008120. URL : https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=oe-24-8-8120.

[74] Matthew A. PRANTIL et al. "Widely tunable 11 GHz femtosecond fiber laser based on a nonmode-locked source". EN. In : *Optics Letters* 38.17 (sept. 2013), p. 3216-3218. ISSN : 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.38.003216. URL : https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-38-17-3216.

[75] Atsushi ISHIZAWA et al. "Generation of 120-fs laser pulses at 1-GHz repetition rate derived from continuous wave laser diode". en. In : *Optics Express* 19.23 (nov. 2011), p. 22402. ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.19.022402. URL : https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-19-23-22402.

[76] Rui WU et al. “Supercontinuum-based 10-GHz flat-topped optical frequency comb generation”. en. In : *Optics Express* 21.5 (mars 2013), p. 6045. ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.21.006045. URL : https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-21-5-6045.

[77] Yujie DOU, Hongming ZHANG et Minyu YAO. “Improvement of flatness of optical frequency comb based on nonlinear effect of intensity modulator”. en. In : *Optics Letters* 36.14 (juill. 2011), p. 2749. ISSN : 0146-9592, 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.36.002749. URL : https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-36-14-2749.

[78] M. FUJIWARA et al. “Optical carrier supply module using flattened optical multicarrier generation based on sinusoidal amplitude and phase hybrid modulation”. en. In : *Journal of Lightwave Technology* 21.11 (nov. 2003), p. 2705-2714. ISSN : 0733-8724. DOI : 10.1109/JLT.2003.819147. URL : http://ieeexplore.ieee.org/document/1251097/.

[79] Dou YUJIE, Zhang HONGMING et Yao MINYU. “Generation of Flat Optical-Frequency Comb Using Cascaded Intensity and Phase Modulators”. Anglais. In : *IEEE*. IEEE Photonics Technology Letters 24.9 (mai 2012), p. 727-729. DOI : 10.1109/LPT.2012.2187330. URL : https://ieeexplore.ieee.org/document/6151029/authors#authors.

[80] Rui WU et al. “Generation of very flat optical frequency combs from continuous-wave lasers using cascaded intensity and phase modulators driven by tailored radio frequency waveforms”. en. In : *Optics Letters* 35.19 (oct. 2010), p. 3234. ISSN : 0146-9592, 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.35.003234. URL : https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-35-19-3234.

[81] Nobuhide YOKOTA et al. “Harmonic superposition for tailored optical frequency comb generation by a Mach–Zehnder modulator”. en. In : *Optics Letters* 41.5 (mars 2016), p. 1026. ISSN : 0146-9592, 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.41.001026. URL : https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-41-5-1026.

[82] Wei LIN et al. “Generation of Flat Optical Frequency Comb Using Cascaded Electro-Optic Modulators”. en. In : *Photonics* 12.3 (mars 2025), p. 246. ISSN : 2304-6732. DOI : 10.3390/photonics12030246. URL : https://www.mdpi.com/2304-6732/12/3/246.

[83] T. SAKAMOTO, T. KAWANISHI et M. IZUTSU. “Widely wavelength-tunable ultra-flat frequency comb generation using conventional dual-drive Mach-Zehnder modulator”. In : *Electronics Letters*. Rapid Communication 43.19 (sept. 2007). DOI : https://doi.org/10.1049/el:20071267.

[84] Takahide SAKAMOTO, Tetsuya KAWANISHI et Masayuki IZUTSU. “Asymptotic formalism for ultraflat optical frequency comb generation using a Mach-Zehnder modulator”. en. In : *Optics Letters* 32.11 (juin 2007), p. 1515. ISSN : 0146-9592, 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.32.001515. URL : https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-32-11-1515.

[85] Yamamoto TAKASHI et al. “Multicarrier Light Source With Flattened Spectrum Using Phase Modulators and Dispersion Medium”. Anglais. In : *IEEE*. Journal of Lightwave Technology 27.19 (2009), p. 4297-4305. DOI : 10.1109/JLT.2009.2023368. URL : https://ieeexplore.ieee.org/document/4967953.

[86] Víctor TORRES-COMPANY, Jesús LANCIS et Pedro ANDRÉS. “Lossless equalization of frequency combs”. en. In : *Optics Letters* 33.16 (août 2008), p. 1822. ISSN : 0146-9592, 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.33.001822. URL : https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-33-16-1822.

[87] Yanfei XING et al. “Frequency chirp linearization for ultraflat optical frequency comb generation based on group velocity dispersion”. en. In : *Optics Letters* 38.13 (juill. 2013), p. 2188. ISSN : 0146-9592, 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.38.002188. URL : https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-38-13-2188.

[88] Denis MARION et Jérôme LHERMITE. “Electro-optically modulated lasers : pulse energy and contrast enhancement derived from a theoretical spectrum”. en. In : *Optics Letters* 45.9 (mai 2020), p. 2664. ISSN : 0146-9592, 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.391192. URL : https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-45-9-2664.

[89] M. N. POLYANSKIY. “Refractiveindex.info database of optical constants”. In : *Sci. Data 11, 94* (2024). URL : https://doi.org/10.1038/s41597-023-02898-2.

[90] Léon BRILLOUIN. “Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène : Influence de l’agitation thermique”. fr. In : *Annales de Physique* 9.17 (1922), p. 88-122. ISSN : 0003-4169, 1286-4838. DOI : 10.1051/anphys/192209170088. URL : http://www.annphys.org/10.1051/anphys/192209170088.

[91] Rüdiger PASCHOTTA. *Brillouin Scattering*. Anglais. Encyclopédie numérique. 10.61835/flw. 2008. URL : https://www.rp-photonics.com/brillouin_scattering.html.

[92] Rüdiger PASCHOTTA. *Bragg Mirrors*. Anglais. Encyclopédie numérique. 10.61835/hac. 2005. URL : https://www.rp-photonics.com/bragg_mirrors.html.

[93] *Photoacoustique*. Français. Encyclopédie numérique. Juin 2025. URL : https://fr.wikipedia.org/wiki/Photoacoustique.

[94] Alexander GRAHAM BELL. “On the production and reproduction of sound by light”. Anglais. In : *American Journal of Science* S3-20.118 (août 1880), p. 305-324. DOI : https://doi.org/10.2475/ajs.s3-20.118.305.

[95] C. THOMSEN et al. “Surface generation and detection of phonons by picosecond light pulses”. In : *Physical Review B* 34.6 (sept. 1986), p. 4129-4138. DOI : 10.1103/PhysRevB.34.4129. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.34.4129.

[96] Allaoua ABBAS. “Développement d’un dispositif pompe-sonde hétérodyne : application à l’imagerie en acoustique picoseconde”. fr. Thèse de doct. Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, juin 2013. URL : https://theses.hal.science/tel-00988758.

[97] H. -N. LIN et al. “Phonon attenuation and velocity measurements in transparent materials by picosecond acoustic interferometry”. en. In : *Journal of Applied Physics* 69.7 (avr. 1991), p. 3816-3822. ISSN : 0021-8979, 1089-7550. DOI : 10.1063/1.348958. URL : https://pubs.aip.org/jap/article/69/7/3816/501354/Phonon-attenuation-and-velocity-measurements-in.

[98] Ievgeniia CHABAN et al. “Crystalline-like ordering of 8CB liquid crystals revealed by time-domain Brillouin scattering”. en. In : *The Journal of Chemical Physics* 152.1 (jan. 2020), p. 014202. ISSN : 0021-9606, 1089-7690. DOI : 10.1063/1.5135982. URL : https://pubs.aip.org/jcp/article/152/1/014202/198590/Crystalline-like-ordering-of-8CB-liquid-crystals.

[99] Amey KHANOLKAR et al. “Temperature-dependent elastic constants of thorium dioxide probed using time-domain Brillouin scattering”. en. In : *Journal of Applied Physics* 133.19 (mai 2023), p. 195101. ISSN : 0021-8979, 1089-7550. DOI : 10.1063/5.0148866. URL : https://pubs.aip.org/jap/article/133/19/195101/2890600/Temperature-dependent-elastic-constants-of-thorium.

[100] Christoph KLIEBER et al. “Mechanical spectra of glass-forming liquids. II. Gigahertz-frequency longitudinal and shear acoustic dynamics in glycerol and DC704 studied by time-domain Brillouin scattering”. en. In : *The Journal of Chemical Physics* 138.12 (mars 2013), 12A544. ISSN : 0021-9606, 1089-7690. DOI : 10.1063/1.4789948. URL : https://pubs.aip.org/jcp/article/138/12/12A544/843923/Mechanical-spectra-of-glass-forming-liquids-II.

[101] Pamela C. BURNLEY. *The Diamond Anvil Cell (DAC)*. Anglais. Encyclopédie numérique. University of Nevada, Las Vegas. Août 2011. URL : https://serc.carleton.edu/NAGTWorkshops/mineralogy/mineral_physics/diamond_anvil.html.

[102] M. EREMETS. “Chapitre 3 - Diamond Anvil Cell - p.389”. Anglais. In : *High Pressure Experimental Methods*. 1re éd. T. 1. Oxford Science Publication. Oxford University Press, fév. 1996, p. 389. ISBN : 978-0-19-856269-6. URL : https://doi.org/10.1093/oso/9780198562696.001.0001.

[103] Michael R. ARMSTRONG et al. “Ultrafast high strain rate acoustic wave measurements at high static pressure in a diamond anvil cell”. en. In : *Applied Physics Letters* 92.10 (mars 2008), p. 101930. ISSN : 0003-6951, 1077-3118. DOI : 10.1063/1.2898222. URL : https://pubs.aip.org/apl/article/92/10/101930/145369/Ultrafast-high-strain-rate-acoustic-wave.

[104] F. DECREMPS et al. “Sound Velocity and Absorption Measurements under High Pressure Using Picosecond Ultrasonics in a Diamond Anvil Cell : Application to the Stability Study of AlPdMn”. en. In : *Physical Review Letters* 100.3 (jan. 2008), p. 035502. ISSN : 0031-9007, 1079-7114. DOI : 10.1103/PhysRevLett.100.035502. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.035502.

[105] Maju KURIAKOSE et al. “Longitudinal sound velocities, elastic anisotropy, and phase transition of high-pressure cubic H 2 O ice to 82 GPa”. en. In : *Physical Review B* 96.13 (oct. 2017), p. 134122. ISSN : 2469-9950, 2469-9969. DOI : 10.1103/PhysRevB.96.134122. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.96.134122.

[106] H. K. WENG et al. “Phonon propagation in isotopic diamond superlattices”. en. In : *Physical Review B* 104.5 (août 2021), p. 054112. ISSN : 2469-9950, 2469-9969. DOI : 10.1103/PhysRevB.104.054112. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.104.054112.

[107] Xiao-Ran MA et al. “Ultrafast generation and detection of coherent acoustic phonons in SnS0.91Se0.09”. en. In : *Results in Physics* 45 (fév. 2023), p. 106241. ISSN : 22113797. DOI : 10.1016/j.rinp.2023.106241. URL : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S2211379723000347.

[108] Yuzhou WANG et al. “Acoustic mapping by picosecond ultrasonics for elastic property measurement : Experimental demonstration on a TRISO fuel compact”. en. In : *Journal of Nuclear Materials* 558 (jan. 2022), p. 153391. ISSN : 00223115. DOI : 10.1016/j.jnucmat.2021.153391. URL : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0022311521006115.

[109] D. H. FENG et al. “Coherent acoustic phonon generation and detection by femtosecond laser pulses in ZnTe single crystals”. en. In : *Journal of Applied Physics* 114.9 (sept. 2013), p. 093513. ISSN : 0021-8979, 1089-7550. DOI : 10.1063/1.4820518. URL : https://pubs.aip.org/jap/article/114/9/093513/372008/Coherent-acoustic-phonon-generation-and-detection.

[110] Ping HE. “Measurement of acoustic dispersion using both transmitted and reflected pulses”. en. In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 107.2 (fév. 2000), p. 801-807. ISSN : 0001-4966, 1520-8524. DOI : 10.1121/1.428263. URL : https://pubs.aip.org/jasa/article/107/2/801/555410/Measurement-of-acoustic-dispersion-using-both.

[111] S. AYRINHAC et al. “Subterahertz hypersound attenuation in silica glass studied via picosecond acoustics”. en. In : *Physical Review B* 83.1 (jan. 2011), p. 014204. ISSN : 1098-0121, 1550-235X. DOI : 10.1103/PhysRevB.83.014204. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.83.014204.

[112] A. DEVOS et al. “Hypersound damping in vitreous silica measured by picosecond acoustics”. In : *Physical Review B* 77.10 (mars 2008), p. 100201. DOI : 10.1103/PhysRevB.77.100201. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.77.100201.

[113] Emanuele PONTECORVO et al. “Visualizing coherent phonon propagation in the 100 GHz range : A broadband picosecond acoustics approach”. In : *Applied Physics Letters* 28.011901 (2011). DOI : 10.1063/1.3532961.

[114] Philip M. MORSE et K.Onu INGARD. “Chapitre 14 - Nonlinear Oscillations and Waves”. Anglais. In : *Theoretical Acoustics*. Princeton University Press. 1968, p. 949. ISBN : 978-0-691-02401-1.

[115] Mark F. HAMILTON et David T. BLACKSTOCK. *Nonlinear Acoustics*. 3e éd. Springer Cham. https://doi.org/10.1007/9 3-031-58963-8. Springer Cham, nov. 2024. ISBN : 978-3-031-58963-8. URL : https://doi.org/10.1007/978-3-031-58963-8.

[116] Vitalyi E. GUSEV. “Detection of nonlinear picosecond acoustic pulses by time-resolved Brillouin scattering”. en. In : *Journal of Applied Physics* 116.6 (août 2014), p. 064907. ISSN : 0021-8979, 1089-7550. DOI : 10.1063/1.4893183. URL : https://pubs.aip.org/jap/article/116/6/064907/1016328/Detection-of-nonlinear-picosecond-acoustic-pulses.

[117] André BOJAHR et al. “Calibrated real-time detection of nonlinearly propagating strain waves”. en. In : *Physical Review B* 86.14 (oct. 2012), p. 144306. ISSN : 1098-0121, 1550-235X. DOI : 10.1103/PhysRevB.86.144306. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.86.144306.

[118] Christoph KLIEBER et al. “Nonlinear Acoustics at GHz Frequencies in a Viscoelastic Fragile Glass Former”. en. In : *Physical Review Letters* 114.6 (fév. 2015), p. 065701. ISSN : 0031-9007, 1079-7114. DOI : 10.1103/PhysRevLett.114.065701. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.065701.

[119] Peipei LIU et al. “Ultrafast nonlinear ultrasonic measurement using femtosecond laser and modified lock-in detection”. en. In : *Optics and Lasers in Engineering* 150 (mars 2022), p. 106844. ISSN : 01438166. DOI : 10.1016/j.optlaseng.2021.106844. URL : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0143816621003146.

[120] Vitalyi E. GUSEV et Pascal RUELLO. “Advances in applications of time-domain Brillouin scattering for nanoscale imaging”. In : *Applied Physics Reviews* 5.3 (sept. 2018), p. 031101. DOI : 10.1063/1.5017241. URL : https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.5017241.

[121] V. GUSEV et al. “Depth-profiling of elastic and optical inhomogeneities in transparent materials by picosecond ultrasonic interferometry : Theory”. en. In : *Journal of Applied Physics* 110.12 (déc. 2011), p. 124908. ISSN : 0021-8979, 1089-7550. DOI : 10.1063/1.3665646. URL : https://pubs.aip.org/jap/article/110/12/124908/699048/Depth-profiling-of-elastic-and-optical.

[122] F. HUDERT et al. “Influence of doping profiles on coherent acoustic phonon detection and generation in semiconductors”. en. In : *Journal of Applied Physics* 104.12 (déc. 2008), p. 123509. ISSN : 0021-8979, 1089-7550. DOI : 10.1063/1.3033140. URL : https://pubs.aip.org/jap/article/104/12/123509/557799/Influence-of-doping-profiles-on-coherent-acoustic.

[123] Hsu Kai WENG et al. “Thermal conduction in isotope diamond thin films studied by pump-probe laser reflectivity measurement”. en. In : *Japanese Journal of Applied Physics* 59.SK (juill. 2020), SKKA04. ISSN : 0021-4922, 1347-4065. DOI : 10.35848/1347-4065/ab7c0f. URL : https://iopscience.iop.org/article/10.35848/1347-4065/ab7c0f.

[124] A. DEVOS et R. CÔTE. “Strong oscillations detected by picosecond ultrasonics in silicon : Evidence for an electronic-structure effect”. en. In : *Physical Review B* 70.12 (sept. 2004), p. 125208. ISSN : 1098-0121, 1550-235X. DOI : 10.1103/PhysRevB.70.125208. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.70.125208.

[125] Zouhir MASLAH et Bertrand AUDOIN. “Depth profiling of temperature in water at a micrometer scale using time resolved Brillouin scattering”. en. In : *Journal of Applied Physics* 136.12 (sept. 2024), p. 123101. ISSN : 0021-8979, 1089-7550. DOI : 10.1063/5.0225134. URL : https://pubs.aip.org/jap/article/136/12/123101/3313765/Depth-profiling-of-temperature-in-water-at-a.

[126] Ievgeniia CHABAN et al. “Time-domain Brillouin scattering for the determination of laser-induced temperature gradients in liquids”. en. In : *Review of Scientific Instruments* 88.7 (juill. 2017), p. 074904. ISSN : 0034-6748, 1089-7623. DOI : 10.1063/1.4993132. URL : https://pubs.aip.org/rsi/article/88/7/074904/991004/Time-domain-Brillouin-scattering-for-the.

[127] Alexey M. LOMONOSOV et al. “Nanoscale Noncontact Subsurface Investigations of Mechanical and Optical Properties of Nanoporous Low- $k$ Material Thin Film”. en. In : *ACS Nano* 6.2 (fév. 2012), p. 1410-1415. ISSN : 1936-0851, 1936-086X. DOI : 10.1021/nn204210u. URL : https://pubs.acs.org/doi/10.1021/nn204210u.

[128] Maju KURIAKOSE et al. “Picosecond laser ultrasonics for imaging of transparent polycrystalline materials compressed to megabar pressures”. en. In : *Ultrasonics* 69 (juill. 2016), p. 259-267. ISSN : 0041624X. DOI : 10.1016/j.ultras.2016.03.007. URL : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0041624X16000500.

[129] Bertrand AUDOIN. “Principles and advances in ultrafast photoacoustics; applications to imaging cell mechanics and to probing cell nanostructure”. en. In : *Photoacoustics* 31 (juin 2023), p. 100496. ISSN : 22135979. DOI : 10.1016/j.pacs.2023.100496. URL : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S2213597923000496.

[130] Fernando PÉREZ-COTA et al. “High resolution 3D imaging of living cells with sub-optical wavelength phonons”. en. In : *Scientific Reports* 6.1 (déc. 2016), p. 39326. ISSN : 2045-2322. DOI : 10.1038/srep39326. URL : https://www.nature.com/articles/srep39326.

[131] Fernando PÉREZ-COTA et al. “Picosecond ultrasonics for elasticity-based imaging and characterization of biological cells”. en. In : *Journal of Applied Physics* 128.16 (oct. 2020), p. 160902. ISSN : 0021-8979, 1089-7550. DOI : 10.1063/5.0023744. URL : https://pubs.aip.org/jap/article/128/16/160902/568416/Picosecond-ultrasonics-for-elasticity-based.

[132] Sorasak DANWORAPHONG et al. “Three-dimensional imaging of biological cells with picosecond ultrasonics”. en. In : *Applied Physics Letters* 106.16 (avr. 2015), p. 163701. ISSN : 0003-6951, 1077-3118. DOI : 10.1063/1.4918275. URL : https://pubs.aip.org/apl/article/106/16/163701/26883/Three-dimensional-imaging-of-biological-cells-with.

[133] Liwang LIU et al. “Label-free multi-parametric imaging of single cells : dual picosecond optoacoustic microscopy”. en. In : *Journal of Biophotonics* 12.8 (août 2019), e201900045. ISSN : 1864-063X, 1864-0648. DOI : 10.1002/jbio.201900045. URL : https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/jbio.201900045.

[134] D R BAUER, J I BRAUMAN et R PECORA. “Depolarized Light Scattering From Liquids”. en. In : *Annual Review of Physical Chemistry* 27.1 (oct. 1976), p. 443-463. ISSN : 0066-426X, 1545-1593. DOI : 10.1146/annurev.pc.27.100176.002303. URL : https://www.annualreviews.org/doi/10.1146/annurev.pc.27.100176.002303.

[135] Thomas PEZERIL. “[INVITED] Laser generation and detection of ultrafast shear acoustic waves in solids and liquids”. en. In : *Optics & Laser Technology* 83 (sept. 2016), p. 177-188. ISSN : 00303992. DOI : 10.1016/j.optlastec.2016.03.019. URL : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0030399215306423.

[136] B PERRIN et al. “Interferometric detection in picosecond ultrasonics”. en. In : *Physica B : Condensed Matter* 263-264 (mars 1999), p. 571-573. ISSN : 09214526. DOI : 10.1016/S0921-4526(98)01479-3. URL : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0921452698014793.

[137] David H. HURLEY et Oliver B. WRIGHT. “Detection of ultrafast phenomena by use of a modified Sagnac interferometer”. en. In : *Optics Letters* 24.18 (sept. 1999), p. 1305. ISSN : 0146-9592, 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.24.001305. URL : https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-24-18-1305.

[138] T. C. ZHU, H. J. MARIS et J. TAUC. “Attenuation of longitudinal-acoustic phonons in amorphous SiO 2 at frequencies up to 440 GHz”. en. In : *Physical Review B* 44.9 (sept. 1991), p. 4281-4289. ISSN : 0163-1829, 1095-3795. DOI : 10.1103/PhysRevB.44.4281. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.44.4281.

[139] Stephane LABORDE. “Acoustique Picoseconde dans les multicouches métalliques”. fr. Thèse de doct.

[140] Valentin CHERRUAULT. “Ultrafast Optical Studies of Acoustic, Magnetic, and Structural Phase Dynamics in Correlated Materials”. Thèse de doct. IPR, UMR 6251 : Université de Rennes, déc. 2025.

[141] Mikhail N. POLYANSKIY. *Refractiveindex.info database of optical constants*. 2024. DOI : https://doi.org/10.1038/s41597-023-02898-2. URL : https://refractiveindex.info/.

[142] Uwe HOLZWARTH et Hermann STAMM. “Mechanical and thermomechanical properties of commercially pure chromium and chromium alloys”. en. In : *Journal of Nuclear Materials* 300.2-3 (fév. 2002), p. 161-177. ISSN : 00223115. DOI : 10.1016/S0022-3115(01)00745-0. URL : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0022311501007450.

[143] Rüdiger PASCHOTTA. *Self-phase Modulation*. Anglais. Encyclopédie numérique. 10.61835/pqf. 2008. URL : https://www.rp-photonics.com/self_phase_modulation.html.

[144] Rüdiger PASCHOTTA. *B Integral*. Anglais. Encyclopédie numérique. 10.61835/0qm. 2006. URL : https://www.rp-photonics.com/b_integral.html.

[145] Rüdiger PASCHOTTA. *Nonlinear Index*. Anglais. Encyclopédie numérique. 10.61835/ks8. 2006. URL : https://www.rp-photonics.com/nonlinear_index.html.

[146] Rüdiger PASCHOTTA. *Chirped-pulse Amplification*. Anglais. Encyclopédie numérique. 10.61835/3ts. 2007. URL : https://www.rp-photonics.com/chirped_pulse_amplification.html.

[147] Rüdiger PASCHOTTA. *Fiber Bundles*. Anglais. Encyclopédie numérique. 10.61835/g1g. 2019. URL : https://www.rp-photonics.com/fiber_bundles.html.

[148] J. LIMPERT et al. "High-power rod-type photonic crystal fiber laser". en. In : *Optics Express* 13.4 (2005), p. 1055. ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OPEX.13.001055. URL : https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-13-4-1055.

[149] O. E. MARTINEZ, J. P. GORDON et R. L. FORK. "Negative group-velocity dispersion using refraction". EN. In : *JOSA A* 1.10 (oct. 1984), p. 1003-1006. ISSN : 1520-8532. DOI : 10.1364/JOSAA.1.001003. URL : https://opg.optica.org/josaa/abstract.cfm?uri=josaa-1-10-1003.

[150] O. MARTINEZ. "Design of high-power ultrashort pulse amplifiers by expansion and recompression". In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 23.8 (août 1987). Conference Name : IEEE Journal of Quantum Electronics, p. 1385-1387. ISSN : 1558-1713. DOI : 10.1109/JQE.1987.1073518.

[151] O. MARTINEZ. "3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion : Application to fiber compensation in 1.3-1.6 μm region". In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 23.1 (jan. 1987). Conference Name : IEEE Journal of Quantum Electronics, p. 59-64. ISSN : 1558-1713. DOI : 10.1109/JQE.1987.1073201.

[152] *Lock-In Amplifier*. Anglais. URL : https://thinksrs.com/products/sr865a.html.

[153] *White Paper : Principles of lock-in detection and the state of the art*. Avr. 2023. URL : https://www.zhinst.com/europe/en/resources/principles-of-lock-in-detection.

[154] Rüdiger PASCHOTTA. *Frequency Doubling*. Anglais. Encyclopédie numérique. 10.61835/7jb. 2006. URL : https://www.rp-photonics.com/frequency_doubling.html.

[155] Rüdiger PASCHOTTA. *Noncritical Phase Matching*. Anglais. Encyclopédie numérique. 10.61835/xsf. 2005. URL : https://www.rp-photonics.com/noncritical_phase_matching.html.

[156] Fedor I. FEDOROV. *Theory of Elastic Waves in Crystals*. en. 1st ed. Plenum Press et Nauka Press, 1968. ISBN : 978-1-4757-1275-9.

[157] Willi PABST et Eva GREGOROVÁ. "ELASTIC PROPERTIES OF SILICA POLYMORPHS – A REVIEW". en. In : ().

[158] S N AMANYAN et al. "SYNTHESIS AND EXAMINATION OF GdSc03 SINGLE CRYSTALS ACTIVATED BY Nd 3+". en. In : *Plenum Publishing Corporation* (1983).

[159] K. A. PESTKA et al. "Experimental measurement of the elastic constants of GdScO3 via resonant ultrasound spectroscopy utilizing *ab initio* calculations". en. In : *Applied Physics Letters* 92.11 (mars 2008), p. 111915. ISSN : 0003-6951, 1077-3118. DOI : 10.1063/1.2901881. URL : https://pubs.aip.org/apl/article/92/11/111915/326123/Experimental-measurement-of-the-elastic-constants.

[160] Trento CHIN. "Cristaux de grenat GGG vs. GGAG vs. TGG : Une analyse comparative". In : (mai 2025). URL : https://www.samaterials.fr/blog/ggg-vs-ggag-vs-tgg-garnet-crystals.html.

[161] Wang RUJU et Wang JIFANG. "Elastic Behaviour of the Gadolinium Gallium Garnet Crystal under High Pressure". Chinois. In : *Chinese Journal of High Pressure Physics* 1.1 (1987), p. 32-38. DOI : https://doi.org/10.11858/gywlxb.1987.01.005.

[162] "Thorlabs GGG Sellmeier equation". In : (). URL : https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=3243.

[163] Hongyuan LI et al. "Effect of Ca2+/Mg2+/Zr4+ concentrations on the characteristics of substituted gadolinium gallium garnet single crystals with large lattice parameter". en. In : *Journal of Alloys and Compounds* 965 (nov. 2023), p. 171467. ISSN : 09258388. DOI : 10.1016/j.jallcom.2023.171467. URL : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0925838823027706.

[164] "https ://refractiveindex.info/ ?shelf=main&book=MgO&page=Stephens". In : (). URL : https://refractiveindex.info/?shelf=main&book=MgO&page=Stephens.

[165] Xinze ZHANG et al. “Sound Velocity Anisotropy and Single-Crystal Elastic Moduli of MgO to 43 GPa”. en. In : *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* 128.6 (juin 2023), e2022JB026311. ISSN : 2169-9313, 2169-9356. DOI : 10.1029/2022JB026311. URL : https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2022JB026311.

[166] “https ://refractiveindex.info/ ?shelf=3d&book=crystals&page=sapphire”. In : (). URL : https://refractiveindex.info/?shelf=3d&book=crystals&page=sapphire.

[167] *Acoustic Properties of Sapphire*. Anglais. URL : https://www.shinkosha.com/english/techinfo/feature/en-acoustic-of-sapphire/.

[168] Hongling ZHOU et al. “First-principles lattice dynamics and thermodynamic properties of alpha-, theta-, kapa- and gamma-Al2O3 and solid state temperature-pressure phase diagram”. en. In : *Acta Materialia* 263 (jan. 2024), p. 119513. ISSN : 13596454. DOI : 10.1016/j.actamat.2023.119513. URL : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S135964542300842X.

[169] *Aluminium oxide*. Anglais. Encyclopédie numérique. Déc. 2025. URL : https://en.wikipedia.org/wiki/Aluminium_oxide.

[170] Polyanskiy M.N. *Refractiveindex.info database of optical constants*. Anglais. 2024. DOI : https://doi.org/10.1038/s41597-023-02898-2. URL : https://refractiveindex.info/?shelf=main&book=SrTiO3&page=Dodge.

[171] R. O. BELL et G. RUPPRECHT. “Elastic Constants of Strontium Titanate”. en. In : *Physical Review* 129.1 (jan. 1963), p. 90-94. ISSN : 0031-899X. DOI : 10.1103/PhysRev.129.90. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.129.90.

[172] Valentina MARTELLI et al. “Thermal Transport and Phonon Hydrodynamics in Strontium Titanate”. en. In : *Physical Review Letters* 120.12 (mars 2018), p. 125901. ISSN : 0031-9007, 1079-7114. DOI : 10.1103/PhysRevLett.120.125901. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.120.125901.

[173] Y. KOHANZADEH, J. R. WHINNERY et M. M. CARROLL. “Thermoelastic waves generated by laser beams of low power”. en. In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 57.1 (jan. 1975), p. 67-71. ISSN : 0001-4966, 1520-8524. DOI : 10.1121/1.380402. URL : https://pubs.aip.org/jasa/article/57/1/67/754315/Thermoelastic-waves-generated-by-laser-beams-of.

[174] T.W. MURRAY, J.B. DEATON et J.W. WAGNER. “Experimental evaluation of enhanced generation of ultrasonic waves using an array of laser sources”. en. In : *Ultrasonics* 34.1 (mars 1996), p. 69-77. ISSN : 0041624X. DOI : 10.1016/0041-624X(95)00090-P. URL : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0041624X9500090P.

[175] Tan LIU et al. “Photoacoustic generation by multiple picosecond pulse excitation : Photoacoustic generation by multiple picosecond pulse excitation”. en. In : *Medical Physics* 37.4 (mars 2010), p. 1518-1521. ISSN : 00942405. DOI : 10.1118/1.3352666. URL : http://doi.wiley.com/10.1118/1.3352666.

[176] Youichi MATSUDA, Christopher J.K. RICHARDSON et James.B SPICER. “Narrowband generation of ultrafast acoustic and thermal transients in thin films for enhanced detectability”. In : 49.7 (juill. 2002), p. 915-921. DOI : 10.1109/TUFFC.2002.1020161.

[177] J. B. DEATON et al. “Generation of narrow-band ultrasound with a long cavity mode-locked Nd :YAG laser”. en. In : *Applied Physics Letters* 56.24 (juin 1990), p. 2390-2392. ISSN : 0003-6951, 1077-3118. DOI : 10.1063/1.102925. URL : https://pubs.aip.org/apl/article/56/24/2390/57327/Generation-of-narrow-band-ultrasound-with-a-long.

[178] Ademir ALEMAN et al. “Frequency comb enhanced Brillouin microscopy”. In : *Optics Express* 28.20 (sept. 2020), p. 29540. ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.398619.

[179] C. KLIEBER et al. “Narrow-band acoustic attenuation measurements in vitreous silica at frequencies between 20 and 400 GHz”. en. In : *Applied Physics Letters* 98.21 (mai 2011), p. 211908. ISSN : 0003-6951, 1077-3118. DOI : 10.1063/1.3595275.

[180] Oluwaseyi BALOGUN et Todd W. MURRAY. “Frequency domain photoacoustics using intensity-modulated laser sources”. en. In : *Nondestructive Testing and Evaluation* 26.3-4 (sept. 2011), p. 335-351. ISSN : 1058-9759, 1477-2671. DOI : 10.1080/10589759.2011.573554. URL : http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/10589759.2011.573554.

[181] T. W. MURRAY et O. BALOGUN. “High-sensitivity laser-based acoustic microscopy using a modulated excitation source”. en. In : *Applied Physics Letters* 85.14 (oct. 2004), p. 2974-2976. ISSN : 0003-6951, 1077-3118. DOI : 10.1063/1.1802387. URL : https://pubs.aip.org/apl/article/85/14/2974/327255/High-sensitivity-laser-based-acoustic-microscopy.

[182] A. BRUCHHAUSEN et al. “Subharmonic Resonant Optical Excitation of Confined Acoustic Modes in a Free-Standing Semiconductor Membrane at GHz Frequencies with a High-Repetition-Rate Femtosecond Laser”. en. In : *Physical Review Letters* 106.7 (fév. 2011), p. 077401. ISSN : 0031-9007, 1079-7114. DOI : 10.1103/PhysRevLett.106.077401. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.106.077401.

[183] Xiaohan SHEN et al. “Coherent Phonon Transport Measurement and Controlled Acoustic Excitations Using Tunable Acoustic Phonon Source in GHz-sub THz Range with Variable Bandwidth”. en. In : *Scientific Reports* 8.1 (mai 2018), p. 7054. ISSN : 2045-2322. DOI : 10.1038/s41598-018-25525-2. URL : https://www.nature.com/articles/s41598-018-25525-2.

[184] Yannick GUILLET et al. “All-optical ultrafast spectroscopy of a single nanoparticle-substrate contact”. en. In : *Physical Review B* 86.3 (juill. 2012), p. 035456. ISSN : 1098-0121, 1550-235X. DOI : 10.1103/PhysRevB.86.035456. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.86.035456.

[185] Kuai YU et Guo Ping WANG. “Coherent Acoustic Vibrational Spectrum of Single and Coupled Nanoresonators”. en. In : *The Journal of Physical Chemistry C* 128.13 (avr. 2024), p. 5394-5407. ISSN : 1932-7447, 1932-7455. DOI : 10.1021/acs.jpcc.4c00256. URL : https://pubs.acs.org/doi/10.1021/acs.jpcc.4c00256.

[186] C. J. MORATH et H. J. MARIS. “Phonon attenuation in amorphous solids studied by picosecond ultrasonics”. en. In : *Physical Review B* 54.1 (juill. 1996), p. 203-213. ISSN : 0163-1829, 1095-3795. DOI : 10.1103/PhysRevB.54.203. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.54.203.

[187] Ümit ÖZGÜR, Chang-Won LEE et Henry O. EVERITT. “Control of Coherent Acoustic Phonons in Semiconductor Quantum Wells”. en. In : *Physical Review Letters* 86.24 (juin 2001), p. 5604-5607. ISSN : 0031-9007, 1079-7114. DOI : 10.1103/PhysRevLett.86.5604. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.5604.

[188] Kung-Hsuan LIN et al. “Acoustic spectroscopy for studies of vitreous silica up to 740 GHz”. en. In : *AIP Advances* 3.7 (juill. 2013), p. 072126. ISSN : 2158-3226. DOI : 10.1063/1.4816800. URL : https://pubs.aip.org/adv/article/3/7/072126/19818/Acoustic-spectroscopy-for-studies-of-vitreous.

[189] C. LI et al. “All optical control of comb-like coherent acoustic phonons in multiple quantum well structures through double-pump-pulse pump-probe experiments”. en. In : *Optics Express* 27.13 (juin 2019), p. 18706. ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.27.018706. URL : https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=oe-27-13-18706.

[190] A. HUYNH, B. PERRIN et A. LEMAÎTRE. “Semiconductor superlattices : A tool for terahertz acoustics”. en. In : *Ultrasonics* 56 (fév. 2015), p. 66-79. ISSN : 0041624X. DOI : 10.1016/j.ultras.2014.07.009. URL : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0041624X14002005.

[191] Aishi YAMAMOTO et al. “Coherent Oscillation of Zone-Folded Phonon Modes in GaAs-AlAs Superlattices”. en. In : *Physical Review Letters* 73.5 (août 1994), p. 740-743. ISSN : 0031-9007. DOI : 10.1103/PhysRevLett.73.740. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.73.740.

[192] Keith A. NELSON et al. “Optical generation of tunable ultrasonic waves”. en. In : *Journal of Applied Physics* 53.2 (fév. 1982), p. 1144-1149. ISSN : 0021-8979, 1089-7550. DOI : 10.1063/1.329864. URL : https://pubs.aip.org/jap/article/53/2/1144/10954/Optical-generation-of-tunable-ultrasonic-waves.

[193] Charles W. BALLMANN et al. “Impulsive Brillouin microscopy”. en. In : *Optica* 4.1 (jan. 2017), p. 124. ISSN : 2334-2536. DOI : 10.1364/OPTICA.4.000124. URL : https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=optica-4-1-124.

[194] A. A. MAZNEV, K. A. NELSON et J. A. ROGERS. “Optical heterodyne detection of laser-induced gratings”. en. In : *Optics Letters* 23.16 (août 1998), p. 1319. ISSN : 0146-9592, 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.23.001319. URL : https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-23-16-1319.

[195] Keith A. NELSON et M. D. FAYER. “Laser induced phonons : A probe of intermolecular interactions in molecular solids”. en. In : *The Journal of Chemical Physics* 72.9 (mai 1980), p. 5202-5218. ISSN : 0021-9606, 1089-7690. DOI : 10.1063/1.439756. URL : https://pubs.aip.org/jcp/article/72/9/5202/789466/Laser-induced-phonons-A-probe-of-intermolecular.

[196] O. BALOGUN et T. W. MURRAY. “A frequency domain laser based ultrasonic system for time resolved measurement of broadband acoustic transients”. en. In : *Journal of Applied Physics* 100.3 (août 2006), p. 034902. ISSN : 0021-8979, 1089-7550. DOI : 10.1063/1.2218467. URL : https://pubs.aip.org/jap/article/100/3/034902/142406/A-frequency-domain-laser-based-ultrasonic-system.

[197] Yves H BERTHELOT. “Thermoacoustic generation of narrow-band signals with high repetition rate pulsed lasers”. en. In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 85.1 (jan. 1989), p. 158-162. ISSN : 0001-4966, 1520-8524. DOI : https://doi.org/10.1121/1.397447.

[198] T. FEURER, Joshua C. VAUGHAN et Keith A. NELSON. “Spatiotemporal Coherent Control of Lattice Vibrational Waves”. en. In : *Science* 299.5605 (jan. 2003), p. 374-377. ISSN : 0036-8075, 1095-9203. DOI : 10.1126/science.1078726. URL : https://www.science.org/doi/10.1126/science.1078726.

[199] G. VEITH et M. KOWATSCH. “Optical generation of continuous 76-MHz surface acoustic waves on *Y Z* LiNbO3”. en. In : *Applied Physics Letters* 40.1 (jan. 1982), p. 30-32. ISSN : 0003-6951, 1077-3118. DOI : 10.1063/1.92907. URL : https://pubs.aip.org/apl/article/40/1/30/47965/Optical-generation-of-continuous-76-MHz-surface.

[200] J. Scott STECKENRIDER et al. “Sensitivity enhancement in laser ultrasonics using a versatile laser array system”. en. In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 97.1 (jan. 1995), p. 273-279. ISSN : 0001-4966, 1520-8524. DOI : 10.1121/1.412311. URL : https://pubs.aip.org/jasa/article/97/1/273/835754/Sensitivity-enhancement-in-laser-ultrasonics-using.

[201] Zheru QIU et al. “Large-scale photonic chip based pulse interleaver for low-noise microwave generation”. en. In : *Nature Communications* 16.1 (juin 2025), p. 5252. ISSN : 2041-1723. DOI : 10.1038/s41467-025-59794-z. URL : https://www.nature.com/articles/s41467-025-59794-z.

[202] A. HABOUCHA et al. “Optical-fiber pulse rate multiplier for ultralow phase-noise signal generation”. en. In : *Optics Letters* 36.18 (sept. 2011), p. 3654. ISSN : 0146-9592, 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.36.003654. URL : https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-36-18-3654.

[203] Craig W. SIDERS et al. “Efficient high-energy pulse-train generation using a 2^n-pulse michelson interferometer”. en. In : *Applied Optics* 37.22 (août 1998), p. 5302. ISSN : 0003-6935, 1539-4522. DOI : 10.1364/AO.37.005302. URL : https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ao-37-22-5302.

[204] M. HERZOG et al. “Detecting optically synthesized quasi-monochromatic sub-terahertz phonon wavepackets by ultrafast x-ray diffraction”. en. In : *Applied Physics Letters* 100.9 (fév. 2012), p. 094101. ISSN : 0003-6951, 1077-3118. DOI : 10.1063/1.3688492. URL : https://pubs.aip.org/apl/article/100/9/094101/23733/Detecting-optically-synthesized-quasi.

[205] Rikako TANAKA et al. “Compact, widely tunable ultrashort burst pulse generator using four mirrors”. en. In : *Optics Letters* 50.9 (mai 2025), p. 2906. ISSN : 0146-9592, 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.557473. URL : https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-50-9-2906.

[206] J. D. CHOI et al. “Generation of ultrahigh-frequency tunable acoustic waves”. en. In : *Applied Physics Letters* 87.8 (août 2005), p. 081907. ISSN : 0003-6951, 1077-3118. DOI : 10.1063/1.2032589.

[207] Jaime Dawn CHOI. “Generation of Ultrahigh Frequency Acoustic Waves for the Characterization of Complex Materials”. Thèse de doct. Rice University : Massachusetts Institute of Technology, 2005. URL : https://dspace.mit.edu/handle/1721.1/30209.

[208] Jaime D. BEERS et al. “Ultrahigh frequency acoustic phonon generation and spectroscopy with Deathstar pulse shaping”. en. In : *Ultrafast Phenomena XIV*. Sous la dir. de Takayoshi KOBAYASHI et al. Berlin, Heidelberg : Springer, 2005, p. 236-238. ISBN : 978-3-540-27213-7. DOI : 10.1007/3-540-27213-5_72.

[209] C KLIEBER et al. “High frequency longitudinal and shear acoustic waves in glass-forming liquids”. en. In : *Journal of Physics : Conference Series* 214 (mars 2010), p. 012033. ISSN : 1742-6596. DOI : 10.1088/1742-6596/214/1/012033. URL : https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/214/1/012033.

[210] Christoph KLIEBER et al. “Optical generation and detection of gigahertz-frequency longitudinal and shear acoustic waves in liquids : Theory and experiment”. In : *Journal of Applied Physics* 112.1 (juill. 2012), p. 013502. ISSN : 0021-8979, 1089-7550. DOI : 10.1063/1.4730943.

[211] T. PEZERIL et al. “Optical Generation of Gigahertz-Frequency Shear Acoustic Waves in Liquid Glycerol”. en. In : *Physical Review Letters* 102.10 (mars 2009), p. 107402. ISSN : 0031-9007, 1079-7114. DOI : 10.1103/PhysRevLett.102.107402. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.102.107402.

[212] Mathias GETZLAFF. *Fundamentals of Magnetism*. Anglais. Springer. Berlin; New York : Springer. ISBN : 978-3-540-31150-8.

[213] Joachim STÖHR et Hans Christoph SIEGMANN. *Magnetism : from fundamentals to nanoscale dynamics*. en. Springer series in solid-state sciences 152. Berlin : Springer, 2006. ISBN : 978-3-540-30282-7.

[214] E BEAUREPAIRE. “Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel”. en. In : *PHYSICAL REVIEW LETTERS* 76.22 (1996).

[215] Taskeya HAIDER. “A Review of Magneto-Optic Effects and Its Application”. en. In : *International Journal of Electromagnetics and Applications* 7.1 (2017), p. 17-24. ISSN : 2168-5045.

[216] Ji-Wan KIM, Mircea VOMIR et Jean-Yves BIGOT. “Controlling the Spins Angular Momentum in Ferromagnets with Sequences of Picosecond Acoustic Pulses”. en. In : *Scientific Reports* 5.1 (fév. 2015), p. 8511. ISSN : 2045-2322. DOI : 10.1038/srep08511. URL : https://www.nature.com/articles/srep08511.

[217] Lucile SOUMAH et al. “Optical Frequency Up-Conversion of the Ferromagnetic Resonance in an Ultrathin Garnet Mediated by Magnetoelastic Coupling”. en. In : *Physical Review Letters* 127.7 (août 2021), p. 077203. ISSN : 0031-9007, 1079-7114. DOI : 10.1103/PhysRevLett.127.077203. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.127.077203.

[218] S. MURALIDHAR et al. “Sustained coherent spin wave emission using frequency combs”. en. In : *Physical Review B* 101.22 (juin 2020), p. 224423. ISSN : 2469-9950, 2469-9969. DOI : 10.1103/PhysRevB.101.224423. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.101.224423.

[219] A. A. AWAD et al. “Femtosecond laser comb driven perpendicular standing spin waves”. en. In : *Applied Physics Letters* 120.1 (jan. 2022), p. 012405. ISSN : 0003-6951, 1077-3118. DOI : 10.1063/5.0076305. URL : https://pubs.aip.org/apl/article/120/1/012405/2832718/Femtosecond-laser-comb-driven-perpendicular.

[220] I. V. SAVOCHKIN et al. “Generation of spin waves by a train of fs-laser pulses : a novel approach for tuning magnon wavelength”. en. In : *Scientific Reports* 7.1 (juill. 2017), p. 5668. ISSN : 2045-2322. DOI : 10.1038/s41598-017-05742-x. URL : https://www.nature.com/articles/s41598-017-05742-x.

[221] Fredrik HANSTEEN et al. “Nonthermal ultrafast optical control of the magnetization in garnet films”. en. In : *Physical Review B* 73.1 (jan. 2006), p. 014421. ISSN : 1098-0121, 1550-235X. DOI : 10.1103/PhysRevB.73.014421. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.73.014421.

[222] A. E. KHRAMOVA et al. “Tuning the directionality of spin waves generated by femtosecond laser pulses in a garnet film by optically driven ferromagnetic resonance”. In : *Physical Review B* 107.6 (fév. 2023), p. 064415. DOI : 10.1103/PhysRevB.107.064415. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.107.064415.

[223] Alexey KIMEL. “The 2022 magneto-optics roadmap”. In : *J. Phys. D : Appl. Phys.* 55 (2022). DOI : https://doi.org/10.1088/1361-6463/ac8da0.

[224] Alexey V.KIMEL et Mo LI. “Writing magnetic memory with ultrashort light pulses”. In : *Nature Reviews Materials* 4 (2019), p. 189-200. DOI : https://doi.org/10.1038/s41578-019-0086-3.

[225] Philippe ROUX. *Transformée de Fourier de sech*. Français. Blog. Mai 2018.

[226] Patrice FÉRON. *Optique linéaire - Milieux anisotropes*. Français. Cours magistral. ENSSAT, 6 rue de Kérampont, 22300, Lannion, France, 2018.

[227] Robert W. BOYD. *Nonlinear Optics*. Anglais. 3ème. Academic Press. Academic Press, 2008. ISBN : 978-0-12-369470-6. URL : https://www.sciencedirect.com/book/9780123694706/nonlinear-optics.

[228] B.E.A. SALEH et M.C. TEICH. *Fundamentals of Photonics*. English. 3e éd. Wiley Series in Pure and Applied Optics. Hoboken, NJ : Wiley, fév. 2019. ISBN : 978-1-119-50687-4.