



**HAL**  
open science

# Sources laser ultrarapides performantes dans le moyen IR et le Tz .

Anas Ayoub

► **To cite this version:**

Anas Ayoub. Sources laser ultrarapides performantes dans le moyen IR et le Tz .. Optique / photonique. Normandie Université, 2020. Français. NNT : 2020NORMR044 . tel-03124186

**HAL Id: tel-03124186**

**<https://theses.hal.science/tel-03124186>**

Submitted on 28 Jan 2021

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

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



Normandie Université

# THÈSE

**Pour obtenir le diplôme de doctorat**

**Spécialité Physique**

**Préparée au sein de CORIA et GPM, Université de Rouen Normandie**

## **Sources lasers ultra-rapides performantes dans le moyen IR et dans le THz**

**Présentée par  
Anas AYOUB**

**Soutenance de thèse prévue le 02 Octobre 2020  
devant un jury composé de**

M. Jean-Louis COUTAZ	Professeur émérite, Université de Savoie Mont Blanc	Rapporteur
M. Eric FREYSZ	Directeur de recherche CNRS, Université de Bordeaux	Rapporteur
M. Sébastien FEVRIER	Professeur, XLIM, Université de Limoges	Examineur
M. Denis LEBRUN	Professeur, CORIA, Université de Rouen Normandie	Examineur
Mme. Angela VELLA	Professeur, GPM, Université de Rouen Normandie	Directrice de thèse
M. Ammar HIDEUR	Professeur, CORIA, Université de Rouen Normandie	Directeur de thèse

**Thèse dirigée par Angela VELLA et Ammar HIDEUR, laboratoire GPM \CORIA**





# Résumé

**Titre : Sources laser ultrarapides performantes dans le moyen IR et le THz**

**Résumé :**

La sonde atomique tomographique est un instrument d'analyse de la matière à trois dimensions avec une résolution atomique. Cet instrument s'appuie sur l'effet de champ électrique généré à l'extrémité d'un échantillon taillé sous la forme d'une aiguille nanométrique pour faire évaporer les atomes de surface qui sont collectés par un détecteur à deux dimensions. La mesure du temps de vol des ions dont l'évaporation est déclenchée par une impulsion électrique ou optique permettent de remonter à la composition chimique en plus de la localisation 3D des atomes. Dans les sondes atomiques actuelles, l'évaporation atomique est déclenchée par un laser ultrarapide émettant dans l'UV. Cependant, l'interaction de la lumière UV avec la matière induit un échauffement thermique qui limite la résolution en masse de l'instrument et empêche son exploitation pour l'analyse de matériaux fragiles comme les composants biocompatibles.

Ces travaux de thèse visent à étudier des solutions pour favoriser l'évaporation rapide tout en inhibant les effets thermiques indésirables dans le cadre d'une sonde atomique laser. Notre approche consiste à exploiter des impulsions ultracourtes dans le domaine du moyen infrarouge ou du THz en raison de leur grande énergie pondéromotrice associée à une faible énergie de photon. Ce manuscrit rapporte sur le développement d'un banc de génération et caractérisation d'impulsions THz intenses. Le couplage de ces rayonnements avec une nano-pointe métallique polarisée négativement a permis de caractériser le champ proche induit à la surface de la nano-pointe qui est fortement modifié par l'effet d'antenne de cette dernière. La deuxième partie rapporte sur le développement d'une source laser ultrarapide de haute cadence accordable dans le moyen infrarouge autour de  $3 \mu\text{m}$  en exploitant des fibres en verre fluoré.

**Mots clés :**

Optoélectronique, Lasers à fibre, caractérisation électro-optique, ZBLAN, moyen infrarouge, Fiberdesk, THz, sonde atomique, émission d'électrons, autodécalage solitonique Raman.

**Title : Ultrafast high performed laser source in the mid infrared and THz****Abstract**

The atome probe tomography is an instrument for analyzing matter in three dimensions with atomic resolution. This instrument relies on the effect of an electric field generated at the end of a sample cut into the shape of a nanoscale needle to evaporate the surface atoms which are collected by a two-dimensional detector. The measurement of the time of flight of the ions whose evaporation is triggered by an electrical or optical pulse makes it possible to measure the chemical composition in addition to the 3D localization of the atoms. In current atome probes, atomic evaporation is triggered by a high-speed laser emitting in the UV. However, the interaction of UV light with matter induces thermal heating which limits the mass resolution of the instrument and prevents its use for the analysis of fragile materials such as biocompatible components.

This thesis work aims to study solutions to promote rapid evaporation while inhibiting unwanted thermal effects of the laser in atome probe. Our approach consists in exploiting ultrashort pulses in the mid-infrared or THz domain due to their high ponderomotive energy associated with low photon energy. This manuscript reports on the development of a bench for the generation and characterization of intense THz pulses. Coupling these radiations with a negatively polarized metallic nanotip has made it possible to characterize the near field induced at the surface of the nanotip, which is strongly modified by the antenna effect. The second part reports on the development of an ultra-fast laser source tunable in the mid-infrared around  $3 \mu m$  using fluoride glass fibers.

**Keywords :** Optoelectronics, Fibre laser, electro-optical characterization, ZBLAN, mid-infrared, Fiberdesk, THz, atome probe, Field emission, Self Raman soliton frequency shift.



## *Remerciements*

Ce travail de thèse a été réalisé conjointement au sein de l'UMR 6634 - GPM et de l'UMR 6614 - CORIA à l'Université de Rouen. Je tiens à remercier Madame Armelle Cessou, directrice du laboratoire du CORIA, de m'y avoir accueilli.

Premièrement, je remercie Ammar Hideur et Angela Vella qui ont assuré la direction scientifique de ce travail. Je tiens à remercier Jean-Louis COUTAZ et Eric FREYSZ pour avoir rapporté mon travail de thèse. Je suis également reconnaissant envers Denis LEBRUN pour avoir accepté de présider le jury, ainsi que Sébastien FEVRIER pour avoir pris le temps de lire mon manuscrit et pour ses remarques pertinentes. Je remercie Said IDLAHCEN, Adile HABOUCHA et Khmaeis GUESMI pour m'avoir transmis leurs précieux savoir faire, les astuces et techniques de réalisations expérimentales et aussi pour leur soutien et assistance des travaux effectués au cours de cette thèse.

Pour finir, je remercie les collègues et amis de l'équipe laser, ainsi que ma famille pour son soutien.



# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>i</b>
<b>Remerciements</b>	<b>v</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Etat de l'art des lasers THz</b>	<b>5</b>
1.1 Introduction à la science du Thz . . . . .	5
1.2 Application THz . . . . .	6
1.3 Sources THz impulsionnelles . . . . .	7
1.3.1 Lasers à cascade quantique . . . . .	7
1.3.2 Antenne photoconductive . . . . .	8
1.3.3 Redressement optique . . . . .	10
1.3.4 Différence de fréquences . . . . .	12
1.3.5 Génération du THz dans le plasma . . . . .	14
1.4 Théorie de la génération par mélange de deux couleurs dans le plasma . .	17
1.5 Théorie de la distribution spatial du champ THz par accord de phase en géométrie non-colinéaire . . . . .	22
<b>2 Génération et caractérisation de la source THz</b>	<b>29</b>
2.1 Le banc expérimental . . . . .	29
2.1.1 Montage pour la mesure de l'énergie de l'impulsion THz . . . . .	29
2.1.2 Montage de la détection électro-optique de l'impulsion THz . . . . .	31
2.2 Résultat des mesures . . . . .	34
2.2.1 Détection électro-optique avec les cristaux ZnTe et GaP . . . . .	34
2.2.2 Influence de l'humidité de l'air . . . . .	36
2.2.3 Effet de la phase relative . . . . .	41

2.2.4	Caractérisation en puissance . . . . .	44
2.2.5	Caractérisation du profil spatial . . . . .	47
<b>3</b>	<b>Interaction de l'impulsion THz avec une pointe nanométrique de Tungstène et d'Aluminium</b>	<b>53</b>
3.1	Introduction . . . . .	53
3.2	Montage Expérimental . . . . .	54
3.3	Résultats . . . . .	57
3.4	Conclusion . . . . .	66
<b>4</b>	<b>Sources laser dans le moyen infrarouge</b>	<b>67</b>
4.1	Introduction . . . . .	67
4.1.1	Sources lasers solides dans le moyen infrarouge . . . . .	68
4.1.2	Sources lasers non-linéaires dans le moyen infrarouge . . . . .	69
4.1.3	Sources lasers à fibre dans le moyen infrarouge . . . . .	71
4.2	Éléments sur le modèle numérique d'aide à la conception : . . . . .	76
4.2.1	Mécanismes de verrouillage de modes . . . . .	82
4.2.2	Régimes de verrouillage de modes dans les lasers à fibres . . . . .	84
<b>5</b>	<b>Laser à fibre ZBLAN double gain dopée à l'<math>Er^{3+}</math></b>	<b>91</b>
5.1	Introduction . . . . .	91
5.2	Laser à fibre verrouillée en mode avec absorbant saturable à $2,8 \mu m$ . . . . .	91
5.2.1	montage expérimental . . . . .	92
5.2.2	Résultats expérimentaux et discussions . . . . .	93
5.3	Laser à fibre à blocage de modes par $ENP$ à $2,8 \mu m$ . . . . .	98
5.3.1	Montage expérimental . . . . .	98
5.3.2	Résultats expérimentaux . . . . .	100
5.4	Amplificateur à fibre ZBLAN dopée $Er^{3+}$ à $2,8 \mu m$ . . . . .	106
5.4.1	Caractérisation de l'amplificateur de puissance . . . . .	109
5.4.2	Auto-décalage solitonique Raman . . . . .	112
5.5	Conclusion . . . . .	117
	<b>Conclusion générale</b>	<b>118</b>

<b>Liste des travaux publiés</b>	<b>123</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>125</b>



# Table des figures

1.1	Le spectre des ondes électromagnétiques . . . . .	5
1.2	Diagramme d'énergie du premier laser à cascade quantique . . . . .	7
1.3	Schéma d'une antenne photoconductive . . . . .	9
1.4	Schéma de la génération THz par redressement optique . . . . .	10
1.5	Schéma du processus de génération par différence de fréquence ( <i>DFG</i> ) . .	12
1.6	Schéma du processus de génération par application d'un champ électro- statique sur le plasma . . . . .	15
1.7	Schéma du processus de génération par focalisation dans l'air . . . . .	16
1.8	Ionisation induite par laser (a) ionisation multiphotonique et (b) ionisa- tion par effet tunnel . . . . .	18
1.9	Ionisation induite par laser (a) Champ $E_l$ pour $\theta = 0$ à gauche $\theta = \frac{\pi}{2}$ à droite. (b) déplacement des électrons éjectés $\theta = 0$ à gauche $\theta = \frac{\pi}{2}$ à droite (c) vitesse de dérive des électrons éjectés $v(t)$ pour $\theta = 0$ à gauche $\theta = \frac{\pi}{2}$ à droite [50]. . . . .	19
1.10	Ionisation induite par laser (a) et (b) Champ $E_l$ (en rouge) et densité d'électrons libérés (en noire) en fonction du temps pour $\theta = 0$ à gauche $\theta = \frac{\pi}{2}$ à droite. (c) et (d) courant transverse créé au sein du plasma $J(t)$ pour $\theta = 0$ à gauche $\theta = \frac{\pi}{2}$ à droite [53]. . . . .	21
1.11	Spectre du signal généré dans le cas $\theta = \frac{\pi}{2}$ (en rouge), spectre du signal généré dans le cas $\theta = 0$ (en bleu), spectre du signal généré dans le cas $E_l = E_\omega$ (en noir) [53]. . . . .	21

1.12	Schéma de l'émission de THz par un long filament produit par laser à deux couleurs. Le glissement de phase entre des impulsions de 800 nm (courbes rouges) et de 400 nm (courbes bleues) le long du filament entraîne une oscillation périodique de l'amplitude et de la phase du photocourant transitoire créé au sein du plasma. Le rayonnement THz en champ lointain résultant est déterminé par l'interférence des ondes émises par les sources locales le long du filament. . . . .	23
1.13	Distribution angulaire normalisée de l'impulsion THz générée dans le plasma pour différents paramètres. (a) Distribution angulaire normalisée de l'impulsion THz générée pour différentes longueurs de plasma pour une fréquence de 1,5 THz. (b) Distribution angulaire normalisée de la THz pour différentes fréquences THz pour une longueur de plasma de 18 mm. . . . .	26
2.1	Configuration expérimental schématique pour l'étude de saturation en THz. Une cellule de Golay avec filtre de silicium détecte et mesure le rayonnement THz . . . . .	29
2.2	Schéma expérimental de la détection électro-optique du signal THz . . . . .	31
2.3	Schéma de la polarisation "S" et "P" en fonction du plan d'incidence et du plan d'onde . . . . .	33
2.4	Évolution de la transmission et de la réflexion de la polarisation "S" et "P" en fonction de l'angle d'incidence sur le wafer Si. Transmission de la polarisation "S" (courbe bleue), réflexion de la polarisation "S" (courbe noire), transmission de la polarisation "P" (courbe rose) et réflexion de la polarisation "P" (courbe rouge). . . . .	34
2.5	Signal THz détecté par le cristal ZnTe (courbe rouge) - Signal THz détecté par le cristal GaP (courbe bleue) . . . . .	35
2.6	Spectre de l'impulsion THz détecté par le cristal ZnTe (courbe rouge) - Spectre de l'impulsion THz détecté par le cristal GaP (courbe bleue). (a) Échelle linéaire. (b) Échelle logarithmique. . . . .	35
2.7	Comparaison entre les caractéristiques des deux cristaux de détection . . . . .	36

2.8	Amplitude du champ THz mesurée par la détection EO (bleu)- Mesure en absence du THz (rouge). (a) Acquisition du signal pour une durée de 40 ps. (b) Zoom autour du monocycle qui montre le signal dû à la réflexion interne de la sonde dans le cristal. . . . .	37
2.9	Spectre du signal THz obtenu par transformée de Fourier rapide du signal échantillonné, dans le cristal <i>GaP</i> dans une atmosphère non contrôlée (rouge) - Spectre du signal en absence du THz (courbe noire). (a) Échelle logarithmique. (b) Échelle linéaire . . . . .	38
2.10	Spectre du signal THz mesuré dans l'air dans la bande [0 5] THz (noire)- Raies d'absorption de la molécule $H_2O$ dans la bande [0 5] THz (rouge) .	39
2.11	Acquisition du signal dans l'air (rouge), sous azote (noir) et en absence de signal THz (bleu). Détection des répliques du monocycle THz interne dans le cristal EO ( <i>GaP</i> ). . . . .	40
2.12	Spectre des signaux THz déduit par transformée de Fourier rapide. . . . .	41
2.13	Evolution de la puissance THz en fonction de la position du cristal BBO par rapport au plasma. . . . .	42
2.14	Évolution de l'amplitude crête de l'impulsion THz avec la distance du cristal doubleur BBO, par rapport au plasma, à une puissance de pompe constante. . . . .	43
2.15	Puissance THz mesurée (avec la cellule de Golay) avec un filtre en silicium (Si) en fonction de la puissance du laser de pompe, la focale de la lentille est de 300 mm. . . . .	45
2.16	Amplitude crête du signal THz (Electro-Optique) en fonction de la puissance du laser de pompe. . . . .	46
2.17	Carré de l'amplitude crête du signal THz avec la détection électro-optique normalisé (bleu) en fonction de la puissance THz mesuré avec la cellule de Golay normalisé (noir). . . . .	46
2.18	Montage permettant de scanner le profil spatial de l'impulsion THz. . . . .	47
2.19	Profil spatial de l'impulsion THz mesuré avec le montage décrit précédemment. Les flèches (bleue et rouge) montrent l'existence d'un signal au centre de l'anneau . . . . .	48

2.20	Spectre normalisé du signal <i>THz</i> pour différentes tailles de diamètre de l'iris. (a) Échelle linéaire. (b) Échelle logarithmique. . . . .	49
2.21	Profil spatial de l'impulsion <i>THz</i> mesuré avec le montage décrit précédemment au point focal, focalisé par un miroir parabolique d'une focal $f = 200mm$ , la dimension de l'image est de $10 mm \times 10 mm$ . . . . .	50
3.1	Montage expérimental pour l'application <i>THz</i> à l'émission d'électrons. La polarisation appliquée à la pointe Tungstène est porté à $-103 V$ . Les impulsions <i>IR</i> ont une énergie de $8 nJ$ focalisées sur $4 \mu m$ et d'une durée de $50 fs$ . Le détecteur de particules synchronisées à la fréquence de répétition du laser de pompe. . . . .	55
3.2	Caractérisation électro-optique de nos impulsions <i>THz</i> mesurées pour les deux phases. (a) Signal temporel enregistré pour les deux phases. (b) et (c) Distribution spectrale de ces impulsions <i>THz</i> en échelle linéaire et logarithmique. . . . .	56
3.3	Évolution du signal de courant électronique en fonction de la polarisation appliquée sous impulsions <i>IR</i> d'une énergie de $8 nJ$ focalisées sur $4 \mu m$ et d'une durée de $50 fs$ , pour l'échantillon de tungstène. . . . .	57
3.4	Évolution du signal d'émission électronique dans une expérience de pompe-sonde d'émission d'électrons issus d'une nanopointe polarisée à $-105V$ . La pompe <i>IR</i> est réglée sur $8nJ$ et la sonde <i>THz</i> est caractérisée sur la figure 3.2 . . . . .	58
3.5	La tension équivalente, qui doit être appliquée à la pointe pour atteindre le courant d'émission d'électrons mesuré et le signal mesuré d' <i>EO</i> pour l'impulsion <i>THz</i> dans deux phases différentes. . . . .	59
3.6	Transformée de Fourier de l'impulsion <i>THz</i> et du flux électronique émis pendant la mesure pompe-sonde sur la pointe <i>W</i> pour les deux phases. . .	59
3.7	Tracé temporel et spectral du signal mesuré par émission d'électrons sur la nanopointe de tungstène et l'intégrale temporelle du signal mesuré par détection <i>EO</i> . (a) et (b) Signal temporel mesuré avec l'émission d'électrons et l'intégrale du signal mesuré par <i>EO</i> pour les deux phases. (c) et (d) Distribution spectrale normalisée de ces signaux pour les deux phases.	62

3.8	La tension équivalente, qui doit être appliquée à la pointe d'aluminium pour atteindre le courant d'émission d'électrons mesuré et le signal <i>EO</i> mesuré pour l'impulsion <i>THz</i> après calibration. (a) Pour l'amplitude crête positive de l'impulsion <i>THz</i> . (b) Pour l'amplitude crête négative de l'impulsion <i>THz</i> . . . . .	63
3.9	Spectre normalisé du signal mesuré par émission d'électrons sur la nanopointe de en aluminium et le signal mesuré par détection <i>EO</i> . (a) Pour l'amplitude crête positive de l'impulsion <i>THz</i> . (b) Pour l'amplitude crête négative de l'impulsion <i>THz</i> . . . . .	64
3.10	Tracé temporel et spectral du signal mesuré par émission d'électrons sur la nanopointe en aluminium et l'intégrale temporelle du signal mesuré par détection <i>EO</i> . (a) et (b) Signal temporel mesuré avec l'émission d'électrons et l'intégrale du signal mesuré par <i>EO</i> pour les deux phases. (c) et (d) Distribution spectrale normalisée de ces signaux pour les deux phases.	65
4.1	Spectre de gain pour divers matériaux utilisés comme dopant dans différents cristaux (Titane et Chrome) [79]. . . . .	68
4.2	Schéma d'un oscillateur paramétrique optique, un laser basé sur un processus paramétrique. Un cristal non-linéaire convertit deux photons de pompage en une paire signal / idler (de fréquences différentes) pouvant osciller à l'intérieur d'une cavité résonante. . . . .	70
4.3	Transmission relative de divers types de verres pour la fibre optique. La silicate ( <i>SiO<sub>2</sub></i> ) a l'énergie de <i>phonon</i> la plus élevée et empêche la transmission au-delà de 2 $\mu\text{m}$ , alors que les verres <i>ZBLAN</i> et chalcogénure peuvent s'étendre plus profondément dans l'infrarouge moyen. Figure adaptée de la référence [109]. . . . .	73
4.4	Évolution de la <i>GVD</i> ( $\beta_2$ ) et de la <i>SPM</i> (coefficient non-linéaire $\gamma$ ) en fonction de la longueur d'onde $\lambda$ pour une fibre <i>ZBLAN</i> d'un diamètre de coeur de 15 $\mu\text{m}$ . . . . .	78

4.5	Évolution de l'énergie de l'impulsion en fonction de la durée de l'impulsion en échelle logarithmique. (rouge) Fibre ZBLAN avec diamètre de coeur de $15 \mu m$ et $ \beta_2  = -0.076 ps^2/km$ .(noir) Fibre silice avec diamètre de coeur de $8,5 \mu m$ . . . . .	79
4.6	Gain Raman pour la fibre ZBLAN dopée $Er^{3+}$ . Adaptée de [144] . . . . .	81
4.7	Spectre d'entrée (a) et de sortie (b) de l'impulsion. . . . .	82
4.8	Schéma du mécanisme de verrouillage de modes par la rotation non-linéaire de la polarisation . . . . .	84
4.9	Schéma présentant les différents régimes des lasers à fibre. . . . .	85
5.1	Schéma expérimental du montage laser à fibre ZBLAN dopé $Er : 3+$ avec absorbant saturable à $2,78 \mu m$ . . . . .	92
5.2	Le train d'impulsions du laser à fibre ZBLAN dopé $Er^{3+}$ à verrouillage de modes par SESAM sur (a) une durée de $2 \mu s$ et (b) une durée de $160 ns$ . . . . .	94
5.3	Le spectre optique du laser à fibre ZBLAN dopée $Er^{3+}$ à verrouillage de modes avec absorbant saturable pour une énergie d'impulsion de $1 nJ$ : (a) Echelle logarithmique ; (b) Echelle linéaire. . . . .	95
5.4	Le spectre $RF$ du train d'impulsions mesuré autour de la fréquence fondamentale $31,225 MHz$ et une résolution de $1 kHz$ , sur une fenêtre de $1 MHz$ (a) et de $300 kHz$ (b). Le spectre présente un contraste de $67 dB$ . . . . .	95
5.5	Schéma de la cavité simulée sur <i>Fiberdesk</i> . . . . .	96
5.6	Comparaison entre expérience et simulations numériques : (a) spectres optiques et (b) profils temporels. . . . .	97
5.7	Schéma du montage expérimental de la cavité laser en anneau. MD : miroir dichroïque. L'isolateur optique est également utilisé comme polariseur. . . . .	99
5.8	Spectre radiofréquence du signal émis par le laser à fibre dopée $Er^{3+}$ en régime de verrouillage de modes par ENP sur une fenêtre de $1 GHz$ (a) et de $40 MHz$ (b). . . . .	100
5.9	Trace temporelle du train d'impulsions dans le régime de verrouillage de modes.. . . .	101

5.10	Trace d'autocorrélation mesurée à la sortie de l'oscillateur. La durée de l'impulsion est estimée à 315 fs en considérant un profil temporel idéal en $sech^2(t)$ . . . . .	101
5.11	Spectre optique du laser à fibre ZBLAN dopée $Er^{3+}$ en verrouillage de mode avec le mécanisme de RNL P, mesuré avec (YOKOGAWA AQ6376). (a) Échelle logarithmique. (b) Échelle linéaire. . . . .	102
5.12	Représentation schématique de la cavité en anneau simulé par <i>Fiberdesk</i> . . . . .	104
5.13	Le spectres normalisé de l'impulsion obtenue par simulation de la cavité sur <i>Fiberdesk</i> et celui mesuré expérimentalement dans le régime de blocage de mode par le spectromètre YOKOGAWA AQ6376. . . . .	105
5.14	Profil temporel de la solution calculée numériquement (courbe en noir) en comparaison avec l'impulsion obtenue par transformation de Fourier du spectre expérimental (courbe rouge). . . . .	105
5.15	Schéma de la configuration expérimentale du MOPA à fibre ZBLAN dopé $Er^{3+}$ pour un laser pulsé à 2,8 $\mu m$ . . . . .	106
5.16	Evolution de la puissance du signal en fonction de la puissance de pompe pour les configurations à 2,2m et 4m. . . . .	107
5.17	Traces d'autocorrélation (a) et spectres optiques (b) mesurés en sortie du préamplificateur en comparaison avec les caractéristiques en sortie d'oscillateur. . . . .	107
5.18	Résultats des simulations numériques de la propagation dans le préamplificateur : (a) évolution de la durée et de la largeur spectrale en fonction de la position dans la fibre active et (b) caractéristiques de l'impulsion extraite en fonction de l'énergie. . . . .	108
5.19	Évolution des performances de l'amplificateur de puissance en fonction de la puissance de pompage pour différentes puissances d'entrée. . . . .	109
5.20	(a) Spectre du signal amplifié et (b) autocorrélation du signal en fonction de la puissance de pompe mesurée à la sortie de l'amplificateur de puissance. . . . .	110

5.21	(a) Simulation numérique de l'évolution de la durée d'impulsion en fonction de la longueur de la fibre active pour trois valeurs de puissance de pompe de l'amplificateur. (b) Comparaison de la mesure d'autocorrélation avec la simulation numérique de l'évolution de la durée d'impulsion en fonction de la puissance de pompe de l'amplificateur pour une longueur de la fibre active de $3m$ . . . . .	110
5.22	Schéma de la source à auto-décalage en fréquence de soliton. Un isolateur optique a été placé à la sortie de l'amplificateur pour le protéger d'éventuels retours. . . . .	112
5.23	Évolution du spectre optique mesuré expérimentalement (a) et calculé numériquement (b) en fonction de l'énergie des impulsions d'entrée. (c) Évolution du spectre le long de la fibre passive pour différents niveaux d'énergie à l'entrée. . . . .	113
5.24	Taux de conversion et énergie du soliton décalé en fréquence mesurés expérimentalement (a) et calculés numériquement (b). . . . .	114
5.25	Schéma du montage de la source à auto-décalage en fréquence de soliton de seconde génération. Un polymère à haut indice a été implémenté après $2 m$ de fibre pour évacuer la pompe à $975 \text{ nm}$ , laissant les $13 m$ restant le rôle d'une fibre passive. . . . .	115
5.26	Caractéristiques spectrales du système mixte amplificateur/convertisseur pour différents niveaux de pompage mesurés expérimentalement (a) et calculés numériquement (b). Évolution du spectre optique le long de la fibre non-pompée (c). . . . .	116
5.27	Comparaison entre (a) le taux de conversion et d'énergie de l'impulsion décalé mesuré et (b) le taux de conversion et d'énergie de l'impulsion décalée simulée numériquement. (c) . . . . .	116

# Liste des tableaux

4.1	Quelques performances des lasers impulsionnels dans le moyen infrarouge avec la fibre silice. . . . .	73
4.2	Quelques performances des lasers impulsionnels dans le moyen infrarouge avec la fibre fluorure. . . . .	76
5.1	Paramètres de la fibre ZBLAN dopée $Er^{3+}$ utilisés pour la simulation de la cavité linéaire. . . . .	96



# Introduction

Depuis la première démonstration d'un laser à Ruby en 1960 par Mainman [1], les technologies laser se sont extrêmement diversifiées pour couvrir une large gamme spectrale allant de l'XUV à l'infrarouge dans des régimes de fonctionnement allant du régime continu au régime d'impulsions ultra-brèves. En particulier, le développement des oscillateurs laser à verrouillages de modes passif associés au concept d'amplification d'impulsions à dérive de fréquence [2] ont révolutionné la technologie des lasers ultrarapides en permettant l'accès aux fortes intensités lumineuses en régime femtosecondes. Ceci a engendré des avancées significatives dans différentes applications scientifiques et industrielles telles que l'imagerie biologique, le micro-usinage de précision et la science des champs forts. Par ailleurs, les avancées réalisées dans la fabrication des cristaux et fibres optiques dopés à l'ytterbium combinées à la montée en puissance des diodes lasers à semi-conducteurs ont ouvert la voie vers la montée en cadence des sources ultrarapides permettant ainsi une pénétration du marché du micro-usinage de précision. La disponibilité de sources lasers ultra-rapides fiables délivrant de hautes énergies dans le proche infrarouge a permis de développer des sources secondaires pour étendre ces performances vers l'UV ou XUV par la génération d'harmoniques d'ordres élevées ou vers le moyen infrarouge par l'amplification paramétrique optique dans les cristaux. En particulier, la zone du moyen infrarouge est le siège de raies d'absorption de plusieurs molécules chimiques mais les sources paramétriques permettant de la couvrir sont complexes et coûteuses. Le développement de sources ultrarapides compactes couvrant cette zone spectrale pourrait donc trouver des applications en spectroscopie temps réel, en chirurgie et en micro-usinage de matériaux organiques [3]. Une partie des travaux rapportés dans cette thèse porte sur le développement d'une source laser ultrarapide à base de fibres optiques en verre fluoré émettant dans l'infrarouge moyen autour de  $3 \mu m$ .

Un autre domaine qui a fortement bénéficié du développement des sources laser

femtosecondes intenses est le domaine du THz. En effet, l'exploitation de différents processus non-linéaires tels que la rectification optique dans les cristaux ou les plasmas dans l'air pilotés par des impulsions ultracourtes intenses permettent de générer des impulsions THz de plusieurs centaines de kV/cm [4]. La disponibilité de ces sources THz intenses a permis des avancées remarquables en optique non-linéaire terahertz en particulier dans le domaine de la nano-optique ou le couplage d'une impulsion ultracourte avec une structure nano-métrique permet un contrôle précis de la dynamique des charges à la surface de la structure [5]. Le couplage des impulsions THz intenses avec une nano-pointe métallique présente ainsi un avantage majeur pour le contrôle et l'analyse de la matière à l'échelle atomique en raison de leur grande énergie pondéromotrice associée à une faible énergie de photon. Cette plateforme a donné lieu à des applications originales en microscopie électronique [5]. Le deuxième objectif de nos travaux concerne l'extension de ces études à la manipulation et le contrôle des ions en vue d'augmenter les performances de la sonde atomique tomographique. Cet instrument s'appuie sur l'effet de champ électrique généré à l'extrémité d'un échantillon taillé sous la forme d'une aiguille nanométrique pour faire évaporer les atomes de surface qui sont collectés par un détecteur à deux dimensions. La mesure du temps de vol des ions déclenché par une impulsion électrique ou optique permettent de remonter à la composition chimique en plus de la localisation 3D des atomes. A ce titre, on peut qualifier cette technique de microscopie 4D avec la composition chimique comme quatrième dimension. Dans les sondes atomiques commercialisées actuellement, l'évaporation atomique est déclenchée par un laser ultrarapide émettant dans l'UV. Cependant, l'interaction de la lumière UV avec la matière induit un échauffement thermique qui limite la résolution en masse de l'instrument et empêche son exploitation pour l'analyse de matériaux fragiles comme les composants biocompatibles. L'exploitation d'un rayonnement THz devrait permettre d'éviter ces effets thermiques indésirables. Mes travaux de thèse ont donc pour objectif de mettre en place une plateforme de génération et caractérisation d'impulsions THz intenses et d'étudier leur influence sur les propriétés d'émission électronique et ionique à partir d'une nano-pointe.

Le manuscrit de thèse est réparti de la manière suivante :

Le chapitre (1) de ce manuscrit présente l'état de l'art de la génération THz à partir d'une source laser ultra-rapide. Nous allons présenter les différentes techniques de

génération THz, par la suite se focaliser sur la génération THz par filamentation dans l'air et enfin, détailler la partie théorique qui nous permettra de bien appréhender les études présentées dans le chapitre suivant.

Le chapitre (2) présente le montage expérimental adopté pour la génération d'impulsions THz intenses où nous allons voir et caractériser temporellement et spatialement notre impulsion THz générée par mélange de deux couleurs dans un filament de plasma.

Le chapitre (3) présente l'application de l'impulsion THz sur l'émission d'électrons dans une sonde atomique où nous allons présenter les résultats de l'émission d'électrons sur une nanopointe en tungstène et une nanopointe en aluminium. L'influence de l'effet d'antenne sur la mesure du flux d'électrons sera discutée au cours de ce chapitre.

Le chapitre (4) présente l'état de l'art des différents processus de générations d'impulsions ultracourts dans le moyen infrarouge, nous allons commencer par rappeler le processus de blocage de mode et voir les différents régimes solitoniques dans la littérature scientifique.

Dans le chapitre (5), nous allons caractériser l'oscillateur et la chaîne d'amplification à  $3\mu m$ , par la suite nous allons appliquer ce montage pour générer des solitons à des longueurs d'ondes au-delà du  $3\mu m$  grâce à l'effet d'autodécalage solitonique Raman.



## Chapitre 1

# Etat de l'art des lasers THz

### 1.1 Introduction à la science du Thz

La science du térahertz ( $1 \text{ THz} = 10^{12} \text{ Hz}$ ) est l'étude du rayonnement électromagnétique couvrant la région du spectre entre infrarouge et les micro-ondes, typiquement :  $30 \mu\text{m} \sim 3 \text{ mm}$  de longueur d'onde ou  $0,1 \sim 10 \text{ THz}$  en fréquence, comme indiqué sur la figure (1.1). Par exemple,  $1 \text{ THz}$  correspond à  $300 \mu\text{m}$  de longueur d'onde,  $4,1 \text{ meV}$  en énergie photonique et  $1 \text{ picoseconde}$  ( $1 \text{ ps} = 10^{-12} \text{ s}$ ) en période. Traditionnellement, le THz est connu comme étant une fréquence trop élevée pour être générée par des dispositifs à semi-conducteurs; la longueur d'onde est trop longue pour que les dispositifs thermiques puissent émettre efficacement le rayonnement. En raison de ce manque de sources THz adéquates, cette région a été surnommée le gap THz [6]. Pour parvenir à générer ces longueurs d'ondes, il existe deux approches, la "up-conversion" et la "down-conversion". Dans les communautés de micro-ondes, des efforts ont été faits pour convertir la fréquence de plusieurs GHz en THz. D'un autre côté, les scientifiques de la photonique ont généré des fréquences THz obtenues par la down-conversion pendant plusieurs décennies.

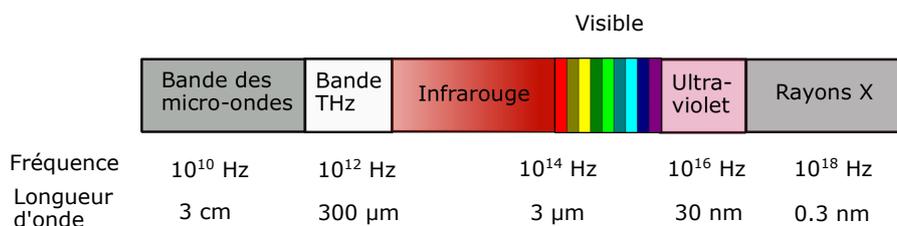


FIGURE 1.1 – Le spectre des ondes électromagnétiques

## 1.2 Application THz

On peut trouver de diverses applications THz, de la science pure à l'industrie [7]. Par exemple, de nombreuses molécules ont des spectres d'absorption rotationnels et vibrationnels aux fréquences THz. Par conséquent, les techniques de spectroscopie dans le domaine temporel THz à large bande (THz-TDS) constituent des outils précieux pour les chimistes [8]; [9]. L'imagerie THz non invasive est un autre domaine intéressant, car le THz peut se propager à travers papiers et plastiques sans ioniser les matériaux, contrairement aux rayons X [10]. En ce qui concerne le domaine de sécurité, il est possible de développer un système de détection capable d'imager le contenu des colis ou d'enveloppes postales et même d'identifier des documents inconnus à l'aide d'empreintes spectroscopiques THz [11];[12]. Par ailleurs, les bancs de mesure THz exploitant des impulsions ultracourtes, pour l'étude des propriétés non-linéaires de la matière ou pour l'exploration de la réponse transitoire de certaines grandeurs physiques par des montages pompe-sonde, ont ouvert de nouveaux champs d'investigation avec un fort potentiel applicatif [13]; [14]. Comme le montrent les exemples ci-dessus, la génération de rayons THz présente un intérêt considérable dans de nombreux domaines académiques et industriels [15]; [16].

Sur la base des informations présentées dans les exemples précédents, les exigences relatives au spectre THz diffèrent fortement d'une application à l'autre. Cependant, de nombreuses applications nécessitent une source THz ayant une large bande spectrale, couvrant idéalement toute la plage de 0,3 à 30 THz. La plupart des applications THz effectuent des mesures de propriétés optiques linéaires des matériaux. La puissance moyenne THz est importante pour fournir un rapport signal sur bruit raisonnable. Cependant, les puissances moyennes de 0,1 à 50  $\mu W$  sont souvent suffisantes [17], [18]. Celles-ci peuvent être atteintes d'une part par des énergies d'impulsions suffisamment élevées, d'autre part par des taux de répétition élevés. Ces impulsions THz peuvent être amplifiées à travers le couplage avec des objets en formes de nanopointes pour différentes applications, notamment l'émission d'électrons par effet de champ. Par exemple, les pointes nanométriques peuvent induire un effet d'exaltation du champ THz au voisinage de la pointe permettant de créer ou de contrôler le flux d'électrons émis.

## 1.3 Sources THz impulsionnelles

### 1.3.1 Lasers à cascade quantique

Jusqu'en 1994 il n'était pas possible d'exploiter le principe du laser pour combler le gap THz [19]. La raison en est la difficulté technologique de construire un milieu actif fonctionnant aux fréquences THz. Les lasers émettant des rayonnements dans la région spectrale du visible et dans l'infrarouge proche contiennent des milieux actifs solides ou gazeux, fournissant ainsi des transitions électroniques avec des énergies de l'ordre de l'eV.

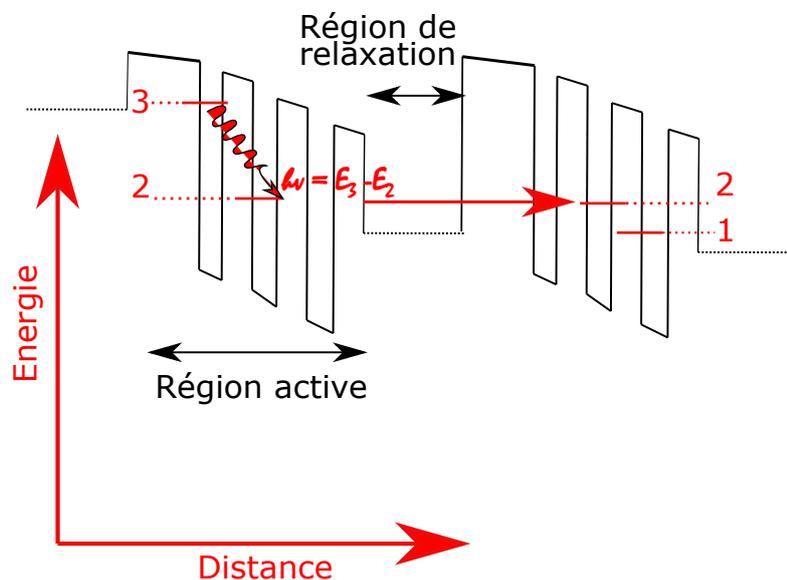


FIGURE 1.2 – Diagramme d'énergie du premier laser à cascade quantique

Les cascades d'états quantiques bien conçues peuvent fournir des transitions meV [20]. La figure (1.2) illustre le diagramme de bande d'énergie du milieu actif dans le laser dit à cascade quantique (QCL). Il est constitué de structures arrangées périodiquement qui peuvent être divisées en une région active et une région de relaxation. La région active contient des couches semi-conductrices avec différentes bandes interdites. Une séquence de trois couches peut former un puits de potentiel pour les électrons avec un état quantique localisé. Trois puits de potentiels avec les conditions d'excitations conduisent à un système à trois niveaux selon les besoins pour créer une inversion de population. La transition du niveau 3 au niveau 2, par exemple, peut conduire à une émission stimulée de rayonnement THz. Après avoir atteint le niveau 1, l'électron entre dans la région de relaxation qui a pour fonction principale d'éviter la création de charges d'espace. Le

milieu actif est pompé par un champ électrostatique qui crée un potentiel diminuant de gauche à droite, comme le montre la figure (1.2). Ainsi, après avoir quitté la région de relaxation, l'électron passe au 3ème niveau du système suivant et répète ce même processus en "cascade", d'où le nom de "cascade quantique". Les QCL fonctionnent dans les bandes de fréquences comprises entre 1 et 5 THz et entre 10 et 30 THz [21]. Ces derniers sont basés sur le principe du laser, seul le fonctionnement pulsé sur une seule fréquence ou sur une faible largeur de bande est possible [22], [23]. Le rayonnement THz à très large bande dans le contexte des QCL ne couvre que les largeurs de bandes spectrales de seulement  $\Delta\nu = 1$  THz et ne peut être obtenu qu'avec des techniques avancées de contrôle de mode [24]. En règle générale, un fonctionnement en dessous de 5 THz nécessite un refroidissement de plusieurs dizaines de Kelvin au-dessous de la température ambiante et donne, en générale, une puissance moyenne inférieure à 100 mW [7]. Au-dessus de 10 THz, une puissance moyenne THz de 1 W a été atteinte et avec une amplitude crête du champ électrique THz d'une dizaine de kV/cm [25]. Les faibles largeurs de bandes spectrales accordables des QCL sont pratiques pour la spectroscopie où des résonances étroites doivent être résolues.

### 1.3.2 Antenne photoconductive

Comme indiqué sur la figure (1.3), un commutateur photoconducteur (PCS acronyme anglo-saxon de Photoconductive switch) est constitué de deux composants principaux : un semi-conducteur et une paire d'électrodes. Une tension ( $V$ ) est appliquée aux électrodes. Aucune charge ne circule jusqu'à ce qu'une impulsion laser ultracourte  $fs$  atteigne le semi-conducteur, qui crée des paires électron-trou et induit une conductance variable dans le temps. Ensuite, un courant commence à circuler entre les électrodes, qui agissent comme des antennes émettant des ondes THz. La conception de l'antenne est importante pour atteindre une efficacité d'émission THz élevée.

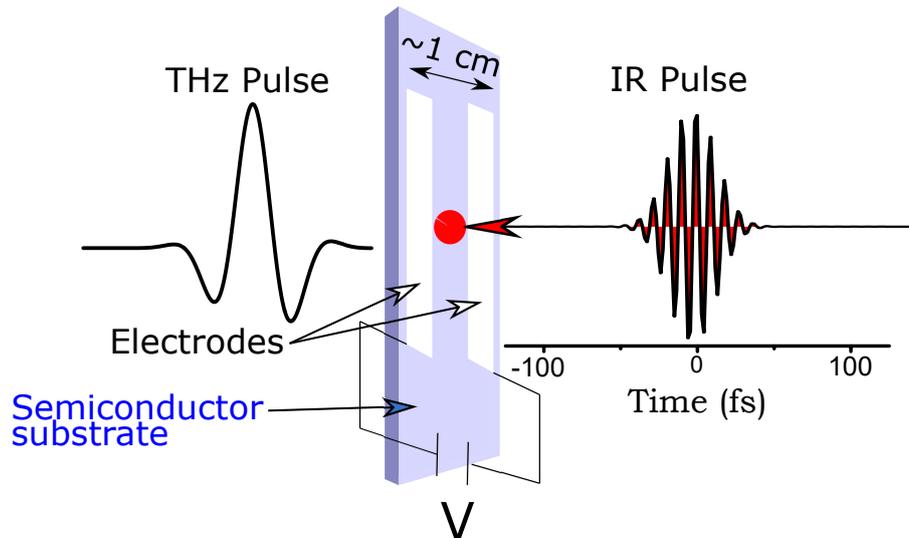


FIGURE 1.3 – Schéma d'une antenne photoconductive

Enfin, les paires électron-trou se recombinent et là encore aucun flux de courant n'est possible. Étant donné que le flux de courant varie généralement en une picoseconde ( $ps$ ), correspondant à  $1 THz$ , le rayonnement émis se situe dans la plage THz. L'émission de THz par le PCS a été démontrée pour la première fois en 1981 [26]. Ces antennes photoconductrices émettant entre 50-100 GHz et au moins 5-10 THz ont été montrées.

De nos jours, plusieurs sources THz à base de PCS pilotées par seulement des impulsions laser d'une énergie d'impulsion de l'ordre du  $nJ$ , d'une durée d'impulsion autour de  $60 fs$  et de  $800 nm$  de longueur d'onde sont disponibles dans le commerce, celles-ci émettent un rayonnement entre  $0,3$  et  $4 THz$  [27]. Ils peuvent atteindre des puissances moyennes THz modérées autour de  $50 \mu W$  à une fréquence de répétition de  $100 MHz$ , et donc le rendement de conversion laser-THz est entre  $10^{-3}$  et  $10^{-4}$ . La focalisation conduit à des champs électriques jusqu'à  $1 kV/cm$ . En général, les amplitudes THz ne peuvent pas être augmentées au-delà de plusieurs  $kV/cm$ .

[28] montrent que l'énergie de l'impulsion THz sature avec l'énergie de l'impulsion laser. Il est possible d'augmenter l'énergie d'impulsion THz émise en augmentant la tension  $V$  jusqu'à certaines limites. Au-dessus d'une valeur seuil, l'effet d'arc  $V$  du  $GaAs$  sur les électrodes entraîne des dommages du PCS. Toutefois, la génération d'ondes THz supérieures à  $3 THz$  reste un défi majeur pour les PCS. En effet, la durée de l'impulsion THz et donc la largeur de bande spectrale sont limitées par l'inertie du circuit électronique PCS, en particulier par le temps de recombinaison des porteurs de charge du  $GaAs$ , qui est d'environ  $1 ps$ .

En résumé, des sources THz compactes basées sur *PCS* et pilotées par des impulsions laser *fs* de quelques  $\mu J$ , fournissant une puissance moyenne THz autour de  $50 \mu W$  sont intéressantes pour les applications basées sur une interaction linéaire THz avec la matière dans une bande de fréquence inférieure à  $3 THz$ .

### 1.3.3 Redressement optique

Une des techniques d'actualité pour générer un rayonnement THz est basée sur le redressement optique (*OR*) dans des cristaux non-linéaires [29]. Les cristaux non centrosymétriques présentent une non-linéarité du second ordre, c'est-à-dire une polarisation non-linéaire qui est proportionnelle au produit du champ excitant le cristal et oscillant à la fréquence centrale du laser, avec lui-même. Lorsque l'impulsion laser a une largeur de bande appropriée et que la condition d'accord de phase est réalisée, l'interaction de l'onde incidente avec elle-même génère une nouvelle longueur d'onde dans la bande spectrale du THz ( $\omega_{Laser} + \Delta\omega_{THz} - \omega_{Laser} = \Delta\omega_{THz}$ ), où  $\Delta\omega_{THz}$  est limitée par la bande passante spectrale du laser.

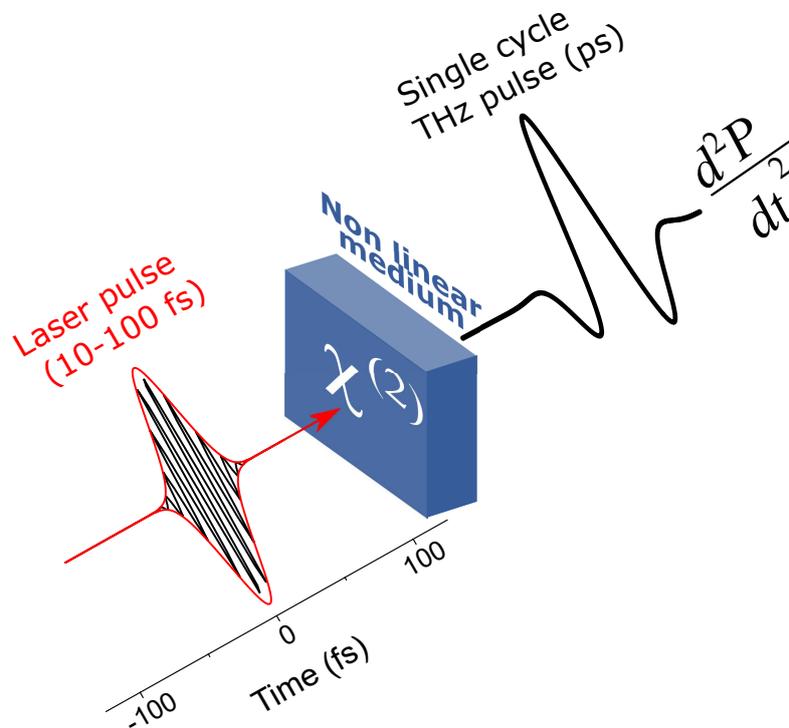


FIGURE 1.4 – Schéma de la génération THz par redressement optique

Sous certaines hypothèses, en particulier sans tenir compte des effets de dispersion, on pourrait s'attendre à une croissance quadratique de l'énergie d'impulsion THz avec

l'énergie d'impulsion laser et donc à une efficacité de conversion augmentant linéairement. Cependant, l'absorption à deux photons et l'absorption des phonons optiques dans le cristal limite l'énergie de l'impulsion THz. De plus, en raison de la dispersion linéaire du laser de pompe et de la différence entre la vitesse de groupe de l'impulsion laser et de la vitesse de phase de l'impulsion THz dans le cristal non-linéaire, la condition d'accord de phase n'est plus réalisée après une certaine longueur de propagation dans le cristal non-linéaire [30]. Ce désaccord de phase limite l'efficacité maximale de la conversion laser-THz. Un autre facteur plus limitant est le fait que la vitesse de phase de l'onde THz dépend de la fréquence. Il est donc difficile d'obtenir un accord de phase pour une large bande de fréquences, ce qui transforme la génération de THz par OR en un compromis entre l'énergie de l'impulsion THz et sa largeur de bande spectrale [31]. Il est courant d'utiliser le *ZnTe*, le *LiNbO3* et le *DAST* comme cristaux non-linéaires pour la génération du THz par OR.

Pour les cristaux de *ZnTe*, le désaccord de phase peut être raisonnable [32], et donc le cristal *ZnTe* n'a pas besoin d'être taillé dans une géométrie spéciale pour réaliser la condition d'accord de phase. On arrive à générer des impulsions THz inférieures à 3 THz avec les puissances moyennes THz autour de  $150 \mu W$ , avec des impulsions laser courtes de 30 fs à des taux de répétition faibles de 100 Hz et dont l'énergie avoisine 50 mJ. Les résultats expérimentaux ont mesuré des amplitudes crêtes du champ THz de 70 kV/cm et pourraient même être augmentés d'un ordre de grandeur avec une focalisation plus forte du laser de pompe. Cependant, la focalisation est-elle même limitée par le seuil d'endommagement de  $1 MW/cm^2$  pour le *ZnTe* [33]. De plus, il a été démontré que le rendement de conversion pour le *ZnTe* sature avant même d'atteindre la valeur de  $10^{-4}$ , en raison notamment de l'absorption à deux photons de l'impulsion de pompe et de l'absorption des porteurs libres de l'onde THz dans *ZnTe* [34];[35].

Pour les cristaux *LiNbO3*, ils présentent une importante absorption au dessus de 1 THz, des coefficients non-linéaires plus élevés et aussi un seuil de dommage plus élevé par rapport au *ZnTe*. Cependant, la dispersion linéaire dans *LiNbO3* est forte. Pour résoudre ce problème, l'accord de phase de la vitesse du groupe d'impulsions du laser et de la vitesse de la phase THz se fait en géométrie non-colinéaire. Expérimentalement, cela a été réalisé en introduisant une inclinaison frontale de l'impulsion au laser [36]. Cette technique permet d'augmenter l'efficacité jusqu'à atteindre THz  $10^{-3}$  [37]. Des

impulsions THz inférieures à 3 THz ont été générées d'une puissance moyenne THz de 2 mW à une cadence de 1 kHz, pour des impulsions laser de pompe de 85 fs de durée et d'une énergie par impulsion 3.5 mJ. Des records ont été atteints par la correction du front de l'impulsion de l'onde de pompe avec un jeu de lentille et aussi en utilisant un refroidissement cryogénique qui réduit l'effet de l'absorption de pompe dans le cristal. Cela a permis d'atteindre des amplitudes crêtes THz de l'ordre MV/cm et une efficacité de conversion THz de  $10^{-2}$  [38].

Un autre cristal communément utilisé pour la génération du THz avec une grande amplitude crête s'est avéré être le cristal organique DAST. Celui-ci est doté d'un coefficient non-linéaire qui est d'un ordre de grandeur supérieur à celui du cristal LiNbO<sub>3</sub>, et permet aussi un bon accord de phase pour un laser de pompe dont la longueur d'onde se trouve autour de 1400 nm à 1500 nm. L'utilisation du DAST permet d'atteindre une efficacité de conversion de 3.2 % [39]. Les résultats expérimentaux montrent qu'on arrive à générer des impulsions THz inférieures à 10 THz avec une amplitude crête du champ THz de 10 MV/cm et plusieurs dizaines de mW de puissance moyenne, ces impulsions THz sont générées à partir d'un laser de pompe à une cadence de 100 Hz doté d'une énergie de 3 mJ par impulsion et dont la durée est de 60 fs [40].

### 1.3.4 Différence de fréquences

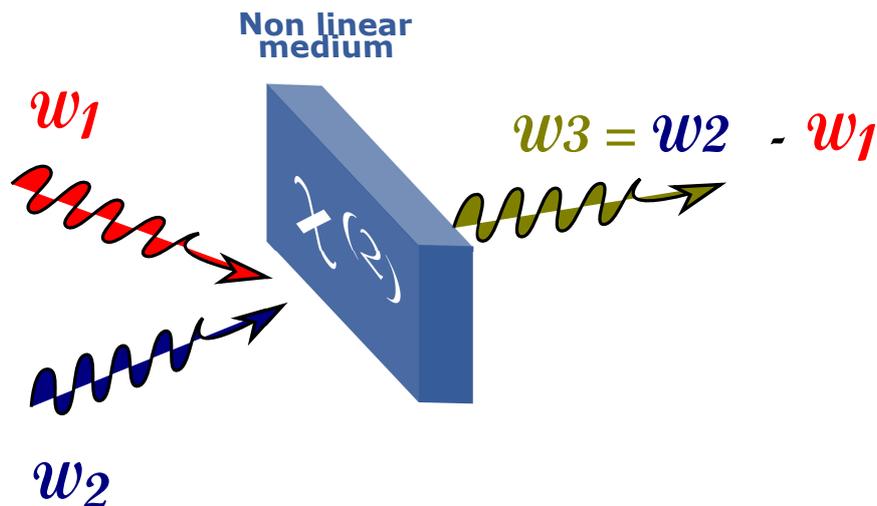


FIGURE 1.5 – Schéma du processus de génération par différence de fréquence (DFG)

La génération par *OR* peut être vue comme la limite de la génération par la différence de fréquence *DFG* quand la différence entre les fréquences est faible devant les fréquences optiques. Cependant, le spectre de l'impulsion résultante de cette interaction est généralement large pour deux raisons, soit parce que l'impulsion du laser de pompe est ultra-courte (quelque *fs*), ou parce que les fréquences des deux impulsions du laser  $\omega_1$  et  $\omega_2$  sont différentes, de telle manière que la différence  $\Delta\omega_{THz} = \omega_1 - \omega_2$  est suffisamment grande. Bien évidemment, pour que l'interaction non-linéaire se produise, il faut que la condition d'accord de phase soit réalisée, c'est-à-dire

$$\Delta k.Lc = [k(\omega_2) - k(\omega_1) - k(\omega_{THz})]Lc = 0 \quad (1.1)$$

Où  $Lc$  représente la longueur du cristal,  $k(\omega_i)$  représente le vecteur d'onde à la fréquence  $i$  et  $\Delta k.Lc$  le désaccord de phase.

Expérimentalement, on réalise l'accord de phase *DFG*, en utilisant principalement des cristaux de sélénure de gallium (*GaSe*) minces, l'épaisseur du cristal étant souvent inférieur à  $90 \mu m$ . Des expériences ont confirmé la preuve de principe de la génération THz par *DFG* [41]. Nous avons montré que des impulsions courtes de  $10 fs$  dans le cristal *GaSe* peuvent produire un rayonnement THz large bande, accordable de 8 à 50 THz. Le réglage des angles d'incidence des impulsions laser sur le cristal fixe l'accord de phase à des fréquences spécifiques, et rend l'accordabilité de la fréquence de rayonnement THz possible. Pour les petits angles d'incidence, il est même possible de générer une émission de 0,1 à 5 THz. Un rayonnement THz pulsé accordable de 10 à 72 THz, avec une largeur de bande de fréquence  $\nu_{THz} = 10 THz$  a été rapporté dans les travaux de [42]. Une impulsion laser ayant une énergie de  $4 mJ$  par impulsion et d'une durée de  $8 fs$  a été utilisée pour produire deux impulsions accordables spectralement entre 1100 et  $1500 nm$ , à une fréquence de répétition de  $1 kHz$ . Le rayonnement THz résultant, de puissance moyenne comprise entre 1,5 et  $20 mW$ , a été étroitement focalisé pour créer des amplitudes de champ de  $100 MV/cm$ , ces impulsions se situent dans les hautes fréquences THz, plutôt dans la plage spectrale infrarouge que THz.

### 1.3.5 Génération du THz dans le plasma

Les sources térahertz à plasma induit par laser ont pris plus d'importances au cours des dernières décennies. Ici, une impulsion laser ionise un gaz initialement neutre créant un plasma. Les électrons du plasma interagissent avec l'impulsion laser, donnant lieu à plusieurs mécanismes de génération de THz [43];[44]. L'ionisation des atomes par effet tunnel se produit généralement à des intensités de l'ordre de  $10^{14} \text{ W/cm}^2$ . Comme le suggèrent de simples estimations, lorsqu'une impulsion laser de  $100 \text{ fs}$  est concentrée sur une largeur de faisceau focal de  $1 \mu\text{m}$ , une énergie d'impulsion laser de  $100 \text{ nJ}$  est déjà suffisante pour atteindre cette intensité et créer des électrons libres. On va se focaliser sur les expériences importantes et les propositions correspondantes pour expliquer le rayonnement THz observé ainsi que les caractéristiques intéressantes du rayonnement THz émis.

Un rayonnement de THz généré par plasma a été rapporté pour la première fois par [43]. En focalisant simplement une impulsion laser d'une durée de  $120 \text{ fs}$  et d'une énergie de  $50 \text{ mJ}$  dans l'hélium gazeux, une impulsion THz a été émise dans la direction de propagation du laser. La mesure bolométrique de l'énergie de l'impulsion THz est de  $1 \text{ nJ}$ , ce qui a permis d'obtenir un rendement de conversion laser-THz de  $2.10^{-8}$ . Expérimentalement, nous avons observé que l'énergie de l'impulsion THz et donc le rendement laser-THz dépend de la pression de gaz, qui est elle-même proportionnelle à la densité atomique initiale. L'énergie augmente quadratiquement avec la pression jusqu'à sa valeur maximale à  $170 \text{ Pa}$  et tend ensuite à la saturation.

Une autre approche pour générer un rayonnement THz en utilisant des plasmas, découle du principe déjà mis en œuvre avec succès dans les PCS : appliquer un champ électrique statique polarisé continu pendant une impulsion laser  $fs$  induit une conductivité dans un milieu, un courant basse fréquence peut alors être généré. Dans les PCS, le courant dans l'antenne métallique fixée au support photo-conducteur émet des ondes THz. Dans les plasmas à gaz, le plasma lui-même agit comme une antenne.

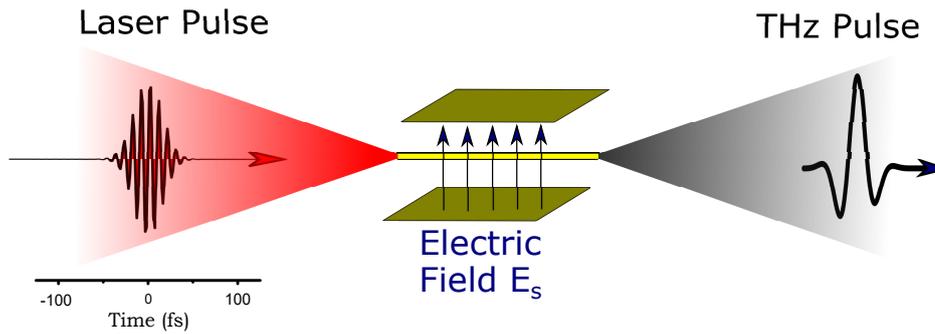


FIGURE 1.6 – Schéma du processus de génération par application d'un champ électrostatique sur le plasma

Les premiers à produire une émission de THz à partir d'un plasma gazeux polarisé en tension continu étaient [45]. Plus tard, il a été démontré expérimentalement que la polarisation en tension continu peut augmenter l'énergie de l'impulsion THz dans les filaments induits par laser [46]. En utilisant une impulsion laser d'une énergie de  $2,4 \text{ mJ}$  d'une durée de  $50 \text{ fs}$ , et en appliquant un champ électrostatique polarisé en continu de  $5 \text{ kV/cm}$  sur un filament de  $2 \text{ cm}$  de long, l'énergie de l'impulsion THz a été estimée à  $50 \text{ pJ}$ , soit un rendement de  $2 \cdot 10^{-8}$ . [46] estiment que des améliorations potentielles telles qu'une tension de polarisation plus élevée ou des longueurs d'interaction plus longues pourraient encore augmenter l'énergie de l'impulsion THz à des centaines de  $\text{nJ}$ . Cependant, une augmentation significative du champ électrostatique au-delà de plusieurs dizaines de  $\text{kV/cm}$  n'est pas possible en raison de la création d'une avalanche d'électrons entraînant des étincelles entre les électrodes. Cependant, cette limite peut être augmentée en utilisant des pressions de gaz plus élevées. Des pressions de gaz plus élevées entraînent une réduction du libre parcours moyen des électrons. Dans les configurations focalisées plus fortes où aucun filament n'est créé, il a été démontré que l'énergie d'impulsion THz était indépendante de la pression du gaz comprise entre 1 et  $46 \text{ bar}$  [47]. De ce fait, il a été possible d'augmenter le champ statique à  $200 \text{ kV/cm}$ . En utilisant une impulsion laser  $\text{fs}$  d'une énergie de  $400 \mu\text{J}$ , des champs électriques THz de  $0,5 \text{ kV/cm}$  ont été mesurés dans l'azote et  $1 \text{ kV/cm}$  dans l'air [48].

Récemment, la génération THz au sein d'un plasma induit par un champ à deux couleurs (figure (1.7)) a suscité un intérêt considérable en raison de sa capacité à produire des impulsions THz haute puissance et à large bande.

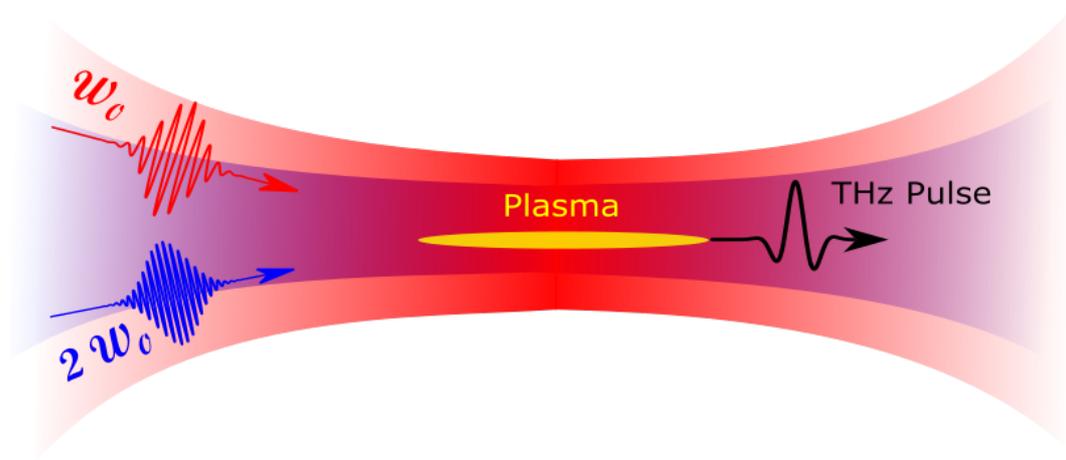


FIGURE 1.7 – Schéma du processus de génération par focalisation dans l'air

Dans un premier temps, [49] avaient signalé l'émission de THz à partir d'impulsions laser à deux couleurs. Une impulsion laser d'une durée de 65 fs et d'une énergie de 150  $\mu\text{J}$  a été utilisée pour générer un rayonnement THz, ayant un spectre de fréquence  $< 4$  THz dans l'air. Cependant, des impulsions THz de quelques pJ donnant à des amplitudes crêtes du champ électrique THz inférieures à 1 kV/cm ont été mesurées, ce qui donne un rendement laser-THz d'à peine  $\sim 10^{-8}$ , cela ne représente pas une amélioration substantielle par rapport aux configurations décrites précédemment. Plus tard, [48] ont généré un rayonnement THz avec une amplitude crête du champs électrique THz autour de 10 kV/cm avec une impulsion laser ayant une énergie de 400  $\mu\text{J}$ , une amplitude crête qui sature autour de 150 kV/cm a été obtenue à partir d'une impulsion laser ayant une énergie de 20 mJ, atteinte par [44], conduisant à un rendement moyen d'environ  $10^{-5}$ . En utilisant des impulsions laser de 30 mJ d'énergie et d'une durée d'impulsion de 50 fs dans l'argon, le rendement laser-THz a gagné encore un ordre de grandeur atteignant ainsi  $10^{-4}$ , l'impulsion THz générée a une largeur spectrale record avec une bande large de 0.1 à 75 THz [50]. La pression du gaz s'est avérée un paramètre important pour maximiser l'énergie des impulsions THz : l'énergie de l'impulsion THz croît avec la pression du gaz jusqu'à atteindre la valeur de 1 bar, puis sature pour des pressions de gaz plus élevées. Enfin, une investigation explorant la dépendance en longueur d'onde du laser de pompe pour la génération THz montre qu'on peut atteindre une amplitude crête THz de 4,4 MV/cm, avec une largeur de bande de 20 THz et une énergie par impulsion de 0.6  $\mu\text{J}$  [51] pour une longueur d'onde de pompe de 1800 nm,

permettant ainsi d'atteindre un rendement laser-THz de  $10^{-3}$ .

Il existe plusieurs techniques permettant de générer des impulsions THz avec des caractéristiques différentes. Nous souhaitons concevoir une source THz pour une application à la sonde atomique tomographique. Pour que cette source convienne aux besoins de l'application, il faut qu'elle soit impulsienne à large bande et que l'amplitude crête du champ THz soit la plus grande possible.

Tenant compte de ces critères, la génération du THz au sein d'un plasma induit par un champ à deux couleurs est la technique qui s'approche le plus de nos besoins, c'est donc cette technique de génération qui sera utilisée par la suite.

## 1.4 Théorie de la génération par mélange de deux couleurs dans le plasma

Théoriquement, deux processus dominent l'ionisation de l'air par focalisation laser d'intensité allant de  $10^{12}$  à  $10^{15} \text{ W/cm}^2$  : l'ionisation multiphotonique et l'ionisation par effet tunnel. Dans l'ionisation multiphotonique, plusieurs photons sont simultanément absorbés pour exciter les électrons liés vers un état continu. Dans le cas d'une ionisation par effet tunnel, les électrons liés "passent" à travers la barrière de Coulomb réduite par un champ électrique externe puis se libèrent [52]. De manière classique, le processus de photoionisation peut être caractérisé par le paramètre de Keldysh  $\gamma_k$ , décrit par :

$$\gamma_k = \sqrt{\frac{U_i}{2.U_p}} = \sqrt{\frac{t_i}{T}} \quad (1.2)$$

Où  $U_i$  est l'énergie potentielle d'ionisation d'un atome ou d'un ion,  $U_p$  est l'énergie potentielle pondéromotrice du laser,  $t_i$  est le temps d'ionisation et  $T$  est la période d'oscillation laser donnée par  $T = \frac{2\pi}{\omega}$  [52]. Pour  $\gamma_k \gg 1$ , l'ionisation est dominée par le processus multiphotonique, tandis que le processus d'ionisation par effet tunnel est dominant pour  $\gamma_k < 1$ . En terme d'intensité laser, le processus multiphotonique est majoritaire pour des intensités laser relativement faibles  $10^{12} \text{ W/cm}^2$ , tandis que l'ionisation par effet tunnel est majoritaire lorsque l'intensité du laser commence à atteindre  $10^{14} \text{ W/cm}^2$ . Pour notre système laser fournissant des intensités comprises entre  $10^{13}$  et  $10^{15} \text{ W/cm}^2$ , l'ionisation à effet tunnel est le processus dominant.

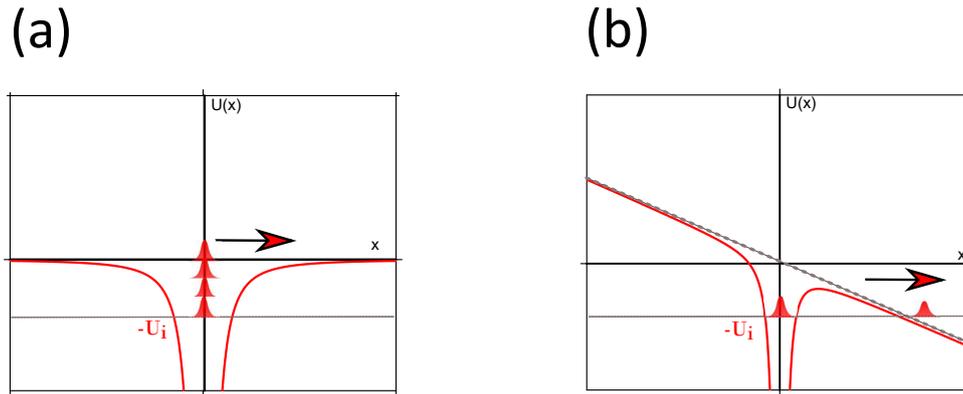


FIGURE 1.8 – Ionisation induite par laser (a) ionisation multiphotonique et (b) ionisation par effet tunnel

Pour expliquer le mécanisme de la génération terahertz par le mélange de deux couleurs dans le plasma, nous utiliserons le modèle de courant de plasma proposé par [44]. Le champ laser bicolore réduit la barrière coulombienne des atomes ou molécules dans l'air d'intensités de l'ordre de ( $\approx 10^{14} W/cm^2$ ), ainsi les électrons liés sont libérés des atomes pour devenir des ions, avec des vitesses de dérive et des directions déterminées par les paramètres du champ laser tels que l'amplitude et la phase relative entre les deux champs. Dans certaines conditions, la symétrie du système est rompue, créant ainsi dans le plasma un courant quasi-continu d'électrons générant finalement l'impulsion terahertz.

Kim et al[53] proposent une approche semi-classique pour prédire l'évolution THz en fonction de la densité du plasma et de la vitesse de dérive des électrons. Le laser traverse le cristal BBO, qui transforme une partie de l'impulsion fondamentale en seconde harmonique, créant un champ laser bicolore que nous pouvons écrire comme :

$$E_I(t) = E_\omega \cdot \cos(\omega t) + E_{2\omega} \cdot \cos(2\omega t + \theta) \quad (1.3)$$

Où  $E_\omega$  représente l'amplitude du champ fondamental,  $E_{2\omega}$  l'amplitude du champ de la seconde harmonique,  $\omega$  la pulsation fondamentale du laser et  $\theta$  la phase relative entre les deux champs. Dans le cas de l'excitation du plasma par  $\omega$  et  $2\omega$ , le signal à  $2\omega$  rompt la symétrie géométrique et donc, comme pour tout effet d'ordre 2, permet une génération plus efficace. Les électrons libérés de leurs atomes parents sont soumis au champ électrique. La vitesse de dérive des électrons est estimée par le modèle classique sous le laser à deux couleurs

$$v(t) = -\frac{e}{m} \cdot \int_{t'}^t E_l(t) dt' = \frac{e \cdot E_\omega}{m_e \cdot \omega} \sin(\omega \cdot t) + \frac{e \cdot E_{2\omega}}{m_e \cdot 2\omega} \sin(2\omega \cdot t + \theta) \quad (1.4)$$

en considérant que la vitesse initial  $v(t') = 0$ , où  $e$  représente la charge électrique,  $m_e$  la masse de l'électron. L'exploration de l'effet de la phase relative  $\theta$  entre le champ fondamentale et sa seconde harmonique nous mène à distinguer deux cas extrêmes importants, le cas où le déphasage est nul ( $\theta = 0$ ), c'est-à-dire que les impulsions en phase permettant à la somme des champs  $E_l$  de garder une symétrie particulière et le cas où le déphasage est de  $\theta = \frac{\pi}{2}$  qui est le cas où la symétrie du champ  $E_l$  est "brisé" comme le montre la figure (1.9).

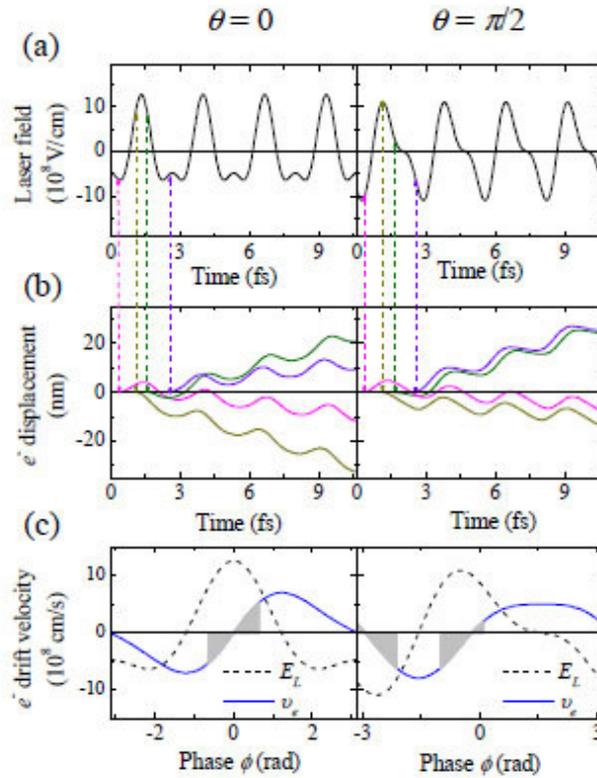


FIGURE 1.9 – Ionisation induite par laser (a) Champ  $E_l$  pour  $\theta = 0$  à gauche  $\theta = \frac{\pi}{2}$  à droite. (b) déplacement des électrons éjectés  $\theta = 0$  à gauche  $\theta = \frac{\pi}{2}$  à droite (c) vitesse de dérive des électrons éjectés  $v(t)$  pour  $\theta = 0$  à gauche  $\theta = \frac{\pi}{2}$  à droite [50].

Dans la configuration où le déphasage est nul ( $\theta = 0$ ), on remarque que si on se place sur un des maximums du champ laser  $E_l$  à un instant  $t_0$ , la symétrie est conservée  $E_l(t_0 + t) = E_l(t_0 - t)$  pour  $t \ll \frac{2\pi}{\omega}$ . Comme la probabilité d'ionisation est grande autour des pics de l'amplitude  $E_l$ , la vitesse d'éjection des électrons n'a pas de direction privilégiée

et par conséquent la distribution des électrons dans le plasma est partout la même, et donc le courant créé dans le plasma est quasiment nul. Ceci n'est plus vérifié lorsque le déphasage est  $\theta = \frac{\pi}{2}$ . En effet, en se plaçant sur un des maximums du champ laser  $E_l$  à un instant  $t_0$ , on remarque bien que  $E_l(t_0 + t) \neq E_l(t_0 - t)$ . Le modèle semi-classique prédit que la vitesse de dérive des électrons n'est pas isotrope, ce qui favorise la création d'un courant quasi-continu dans le plasma, qui est responsable de la génération du THz comme on va le voir par la suite.

Le champ terahertz créé dans le plasma est proportionnel à la dérivée de la densité de courant :

$$E_{Thz} \propto dJ(t) = e.d(N_e(t).v(t)) \quad (1.5)$$

Où  $dN_e(t)$  est la quantité de variation des électrons libérés par le laser entre l'instant  $t$  et  $t + dt$ , qui est dérivée de l'équation du taux d'ionisation dans l'hypothèse de la non déplétion de la densité de gaz et  $dJ(t)$  la variation du courant généré dans le plasma.

$$dN_e(t) = w(t).[N_g - N_e(t)] \approx N_g.w(t) \quad (1.6)$$

Où  $w(t)$  est le taux d'ionisation tunnel donné par [52] :

$$w(t) = 4w_a \left( \frac{E_a}{E_L} \right) . \exp\left(-\frac{2}{3} \cdot \frac{E_a}{E_L}\right) \quad (1.7)$$

On appelle  $w_a$  la fréquence atomique pour l'atome de l'hydrogène et  $E_a$  le champ atomique de l'électron de l'état fondamental pour l'atome d'hydrogène. Une fois la densité des électrons libérés est connue, on obtient le courant électrique transverse :

$$J(t) = -e. \int v_e(t, t') dN_e(t') dt' \quad (1.8)$$

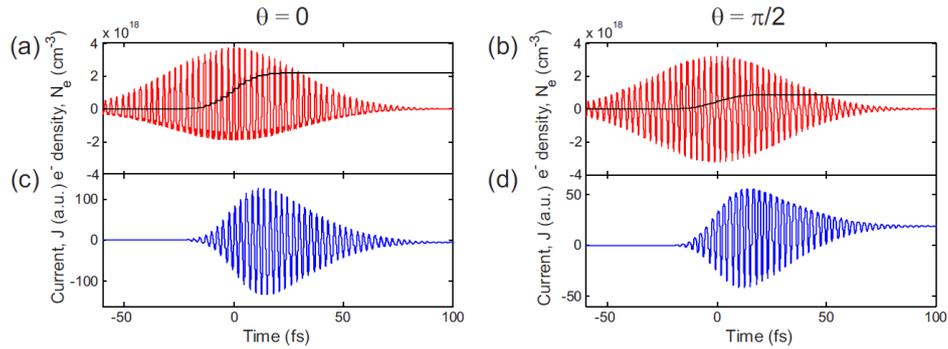


FIGURE 1.10 – Ionisation induite par laser (a) et (b) Champ  $E_l$  (en rouge) et densité d'électrons libérés (en noire) en fonction du temps pour  $\theta = 0$  à gauche  $\theta = \frac{\pi}{2}$  à droite. (c) et (d) courant transverse créé au sein du plasma  $J(t)$  pour  $\theta = 0$  à gauche  $\theta = \frac{\pi}{2}$  à droite [53].

Sur la figure (1.10), on remarque que la densité des électrons libérés dans le cas où la phase  $\theta = 0$  est au moins deux fois supérieure à celui dans le cas où  $\theta = \frac{\pi}{2}$ . Cela rejoint bien l'idée de la distribution dissymétrique des charges dans le plasma, car dans le cas où  $\theta = \frac{\pi}{2}$ , on ne favorise la distribution que dans une seule direction et donc on libère moins d'électrons que dans le cas où  $\theta = 0$ ; Le même raisonnement peut être appliqué pour décrire les valeurs maximales du courant transverse généré dans le cas (c) et (d), sauf que dans le cas  $\theta = \frac{\pi}{2}$ , la distribution dissymétrique des électrons dans le plasma conduit à la formation d'un courant quasi-continu non nul à la fin de l'impulsion, contrairement au cas où  $\theta = 0$ . En utilisant l'équation (1.5), on mesure le spectre résultant de la création de ce courant transitoire dans le plasma, en utilisant directement la transformée de *Fourier* sur la variation de courant.

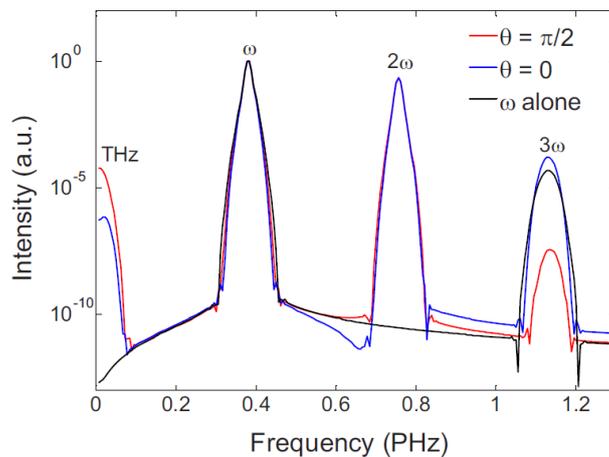


FIGURE 1.11 – Spectre du signal généré dans le cas  $\theta = \frac{\pi}{2}$  (en rouge), spectre du signal généré dans le cas  $\theta = 0$  (en bleu), spectre du signal généré dans le cas  $E_l = E_\omega$  (en noir) [53].

Sur la figure (1.11), les spectres des radiations issues de trois cas ( $\theta = \frac{\pi}{2}$ ,  $\theta = 0$  et le cas où  $E_l = E_\omega$ ) ont été calculée. Il est clair que l'on observe un rayonnement THz sensible à la phase relative  $\theta$  près du pic de courant continu. Ce rayonnement THz est fortement accru dans le cas  $\theta = \frac{\pi}{2}$ , alors qu'il y'en a moins dans le cas où  $\theta = 0$ , ou quasiment pas de génération de THz dans le cas du champ monochromatique  $\omega$  seul. Ce rayonnement THz sensible à la phase relative a été observé et confirmé dans des expériences récentes [54]

Ceci nous mène à l'approximation du THz au champ lointain, dans l'hypothèse de  $E_{2\omega} \ll E_\omega \ll E_a$  par une expression plus générale [53] :

$$E_{Thz} \propto f(E_\omega) \cdot E_{2\omega} \cdot \sin(\theta) \quad (1.9)$$

où  $f(E_\omega)$  est une fonction hautement non-linéaire du champ  $E_\omega$

$$f(E_\omega) = \sqrt{\frac{E_a}{E_\omega}} \exp\left(-\frac{2}{3} \cdot \frac{E_a}{E_\omega} - 3 \frac{E_\omega}{E_a}\right) \quad (1.10)$$

## 1.5 Théorie de la distribution spatial du champ THz par accord de phase en géométrie non-colinéaire

Dans cette partie, nous allons aborder la distribution spatial du profil de l'impulsion THz, pour une génération d'impulsion THz par filamentation à deux couleurs dans l'air [55]. Dans ce schéma, l'accord de phase se produit naturellement dans la direction hors axe, ce qui crée un profil en forme de couronne dans le champ lointain dépendamment de la longueur du filament plasma. De plus, ce type d'accord de phase peut entraîner une augmentation de la puissance de sortie THz avec une longueur de plasma croissante.

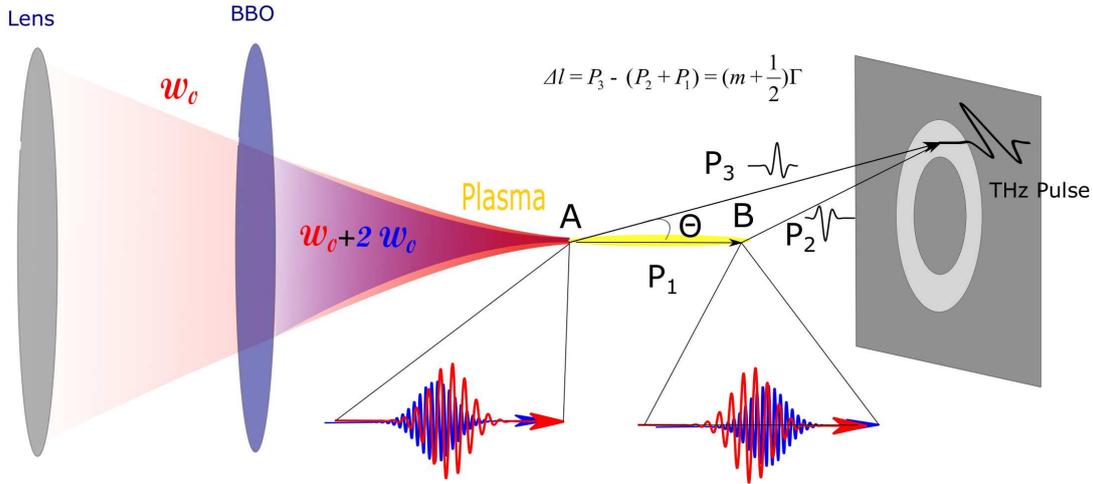


FIGURE 1.12 – Schéma de l'émission de THz par un long filament produit par laser à deux couleurs. Le glissement de phase entre des impulsions de 800 nm (courbes rouges) et de 400 nm (courbes bleues) le long du filament entraîne une oscillation périodique de l'amplitude et de la phase du photo-courant transitoire créé au sein du plasma. Le rayonnement THz en champ lointain résultant est déterminé par l'interférence des ondes émises par les sources locales le long du filament.

La figure (1.12) montre un schéma de la génération THz le long d'un long filament de plasma. Lorsque les impulsions ( $\omega$ ) et ( $2\omega$ ) se propagent le long du filament, la phase relative change comme suit :

$$\theta = \frac{\omega(n_{\omega} - n_{2\omega})}{c}l + \theta_0 \quad (1.11)$$

Où  $n_{\omega,2\omega}$  est l'indice de réfraction des filaments de plasma aux fréquences  $\omega$  et  $2\omega$  ( $n_{\text{filament},\omega} = n_{\text{air},\omega} + n_{\text{plasma},\omega}$ ),  $l$  est la longueur du filament et  $\theta_0$  est la phase relative au point de départ du filament, déterminée par le processus de doublage de fréquence et la dispersion de l'air avant le filament de plasma. Ici,  $n_{\text{plasma},\omega} = \sqrt{1 - \frac{\omega_p}{\omega}}$ , où  $\omega_p$  est la fréquence du plasma. En raison de la dispersion de l'air-plasma, la phase relative  $\theta$  varie au long du filament. Ici, la longueur de cohérence  $l_c$  sur laquelle la phase THz résultante reste la même ( $0 < \theta < \pi$ ) est donnée par :

$$l_c = \frac{\lambda}{2} \frac{1}{n_{\omega} - n_{2\omega}} \quad (1.12)$$

Où  $\lambda$  est la longueur d'onde correspondant à la fréquence  $\omega$ . Par exemple, pour une dispersion dans l'air entre l'impulsion à la fréquence  $\omega$  et celle à  $2\omega$  (sans plasma), la longueur de cohérence est de  $l_c \approx 25\text{mm}$  pour une longueur d'onde de  $\lambda = 800\text{nm}$ .

En considérant un filament avec une densité électronique  $N_e \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  dans l'air ( $\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ), la longueur de cohérence est de  $l_c \approx 22 \text{ mm}$  [55]. En raison de cet effet de déphasage, on s'attend à une évolution dans la phase de l'impulsion THz, dans le sens direct car la phase relative varie continuellement le long du filament [56]. Ceci conduit à une génération optimale de l'impulsion THz avec une longueur de filament  $l = l_c$ . Cependant, un accord de phase en géométrie non-colinéaire peut se produire. Cela peut s'expliquer par un simple effet d'interférence. Pour un filament de plasma comparable ou plus long que la longueur de cohérence  $l_c$ , les impulsions THz produites le long du filament ont des phases positives et négatives, comme illustré à la figure (1.12). Par exemple, considérons que la phase est positive au point A et négative au point B (à distance  $l_c$  de A). Les impulsions produites aux points A et B interfèrent de manière constructive si la différence de trajet est  $\Delta l = P3 - (P1 + P2) = (m + 1/2)\Gamma$ , où  $m = 0, 1, 2, \dots$  et  $\Gamma$  est la longueur d'onde de l'impulsion THz. Avec  $m = 0$ , l'angle d'interférence constructive est donné par :

$$\cos \Phi \approx 1 - \frac{\Gamma}{2l_c}. \quad (1.13)$$

Pour  $l_c = 20 \text{ mm}$  et  $\Gamma = 200 \mu\text{m}$  (correspondant à 1,5 THz), l'interférence est constructive pour l'angle  $\Phi \sim 6^\circ$ . On note que ce type d'accord de phase hors axe n'est obtenu que lorsque la longueur d'onde du rayonnement THz, est supérieure à la taille transversale de la source  $D$  (dans notre cas c'est le diamètre du cylindre du plasma créé), mais inférieure à la longueur de cohérence ( $D < \Gamma < l_c$ ). Pour la majorité des cas, nous avons  $D < 100 \mu\text{m}$  et  $l_c \approx 22 \text{ mm}$ , ce qui répond naturellement à la condition d'accord de phase. Cependant, la contrainte n'est pas satisfaite pour la génération de second harmonique classique ou d'harmoniques d'ordre supérieur (car  $\frac{\Gamma}{D} < 0,1$ ) ou la génération THz dans les cristaux non-linéaires (parce que  $D > \Gamma$  ou  $\Gamma > l_c$ ). Pour mieux comprendre les émissions de THz provenant de longs filaments de plasma, [55] ont développé un modèle 2D de génération et de propagation de THz. Dans ce modèle, la source locale THz en position  $r'$  peut être représentée par la polarisation non-linéaire  $\tilde{P}(r')$  comme suit :

$$\tilde{P}(r', \Omega) \propto \tilde{A}(r', \Omega) \sin \theta(z') e^{i n_g k_\omega z' - i \Omega t} \quad (1.14)$$

Où  $\tilde{A}(r', \Omega)$  est l'amplitude locale THz à la fréquence  $\Omega$  donnée par le modèle photocourant transitoire [53]. Le second terme fournit une modulation d'amplitude THz dépendante de la phase le long du filament en raison de la dispersion entre les impulsions  $\omega$  et  $2\omega$ . Le dernier terme représente le déplacement de vitesse entre l'impulsion optique et l'impulsion THz, où  $n_g$  est l'indice de groupe dans le filament. Le champ lointain THz s'exprime ensuite en intégrant les contributions de toutes les sources locales sur l'ensemble du volume de plasma de filament comme suit :

$$E(r', \Omega) \propto \int_V d^3r \frac{\tilde{P}(r', \Omega) e^{ik_{THz}(|r-r'|)}}{|r-r'|} \quad (1.15)$$

Pour des raisons de simplicité, le filament est considéré comme un plasma cylindrique uniforme de section transversale égale à  $\pi a^2$  et de longueur  $l$ . A une distance beaucoup plus longue que la longueur du filament ( $|r-r'| \gg |r'|$ ), nous pouvons utiliser l'approximation suivante :

$$\frac{\exp ik_{THz}|r-r'|}{|r-r'|} \approx \frac{\exp ik_{THz}(r - \frac{r r'}{r})}{r} \quad (1.16)$$

L'intégrale dans la coordonnée cylindrique nous permet d'estimer le profil d'intensité THz en champ lointain comme suit [56] :

$$|E(r', \Omega, \Phi)|^2 \propto |\tilde{A}(r', \Omega)|^2 \left( \frac{\pi a^2 l}{r} \right)^2 (\kappa_1^2 + \kappa_2^2 + 2\kappa_1 \kappa_2 \cos(2\theta_0 + \pi)) \left( \frac{2J_1(\beta)}{\beta} \right)^2 \quad (1.17)$$

Avec :

$$\kappa_{1,2} = \frac{\sin \alpha_{1,2}}{\alpha_{1,2}} \quad (1.18)$$

$$\alpha_{1,2} = \frac{k_{THz} l}{2} \left( n_g \pm \frac{\Gamma}{2l_c} - \cos(\Phi) \right) \quad (1.19)$$

$$\beta = \frac{2\pi a}{\lambda} \sin(\Phi) \quad (1.20)$$

$$J_1(x) = \sum_{p=0}^{\infty} \frac{(-1)^p}{p!(p+1)!} \left( \frac{x}{2} \right)^{2p+1} \quad (1.21)$$

Où  $J_1$  est la fonction de Bessel de première espèce pour ( $n = 1$ ), dont le terme dans l'équation indique une diffraction circulaire. Le troisième terme indique une condition

d'accord de phase pour une génération THz. Il dépend de deux termes  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ , au lieu d'un terme dans la plupart des cas, en raison de la dépendance sinusoidale de la phase des émetteurs locaux entre les deux impulsions  $\omega$  et  $2\omega$ . Cette condition nous donne un angle d'accord de phase optimal  $\Phi_p$  pour la génération THz, pour un angle :

$$\cos(\Phi_p) = n_g - \frac{\Gamma}{2.L_c} \approx 1 - \frac{\Gamma}{2.L_c} \quad (1.22)$$

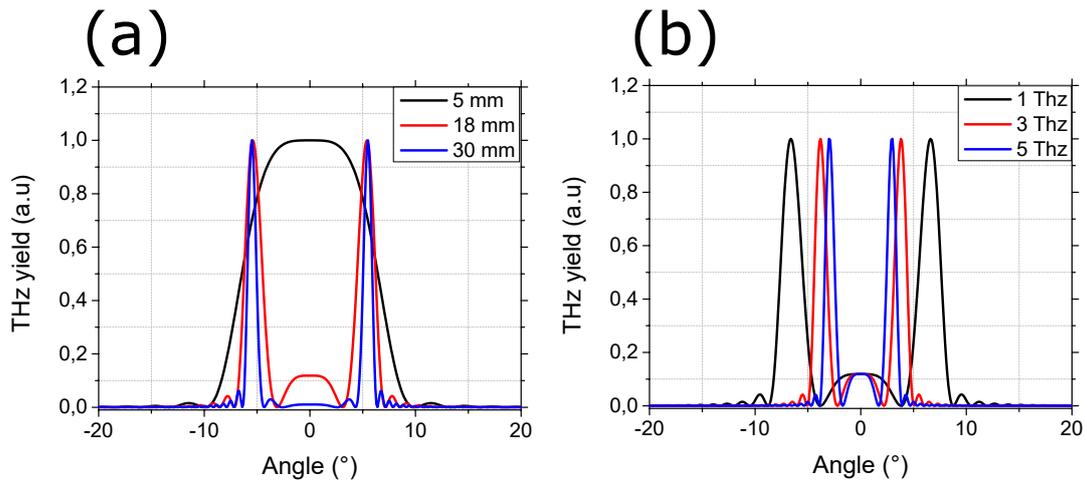


FIGURE 1.13 – Distribution angulaire normalisée de l'impulsion THz générée dans le plasma pour différents paramètres. (a) Distribution angulaire normalisée de l'impulsion THz générée pour différentes longueurs de plasma pour une fréquence de 1,5 THz. (b) Distribution angulaire normalisée de la THz pour différentes fréquences THz pour une longueur de plasma de 18 mm.

La figure (1.13-(a)) présente les profils THz simulés pour différentes longueurs de filament plasma à une fréquence de 1 THz. Pour une longueur de 5 mm, la distribution angulaire de l'impulsion THz a une forme de "cloche" qui tend vers une "couronne" avec l'allongement de la longueur du filament. En effet, pour une longueur de 5 mm, la source locale THz qui dépend de la phase relative  $\theta_0$  entre l'impulsion  $\omega$  et l'impulsion  $2\omega$  créée au début du plasma et la fin du plasma n'ont pas une grande différence de phase. L'interférence en géométrie colinéaire n'est pas destructive et donc la condition d'accord de phase n'est pas hors axe. Avec l'allongement du filament plasma, la distribution angulaire de l'impulsion THz prend une forme de couronne et devient de plus en plus localisée avec l'allongement de la longueur du filament. La figure (1.13-(b)) présente la simulation de la distribution angulaire de l'impulsion THz pour une fréquence de 1, 3 et 5 THz, pour une longueur de filament constante de 18 mm. Les hautes fréquences de

l'impulsion THz se retrouvent proches du centre de l'impulsion tandis que les basses fréquences sont de plus en plus éloignées. En effet, pour des filaments de plasma faiblement ionisés,  $n_g \approx 1$ , nous retrouvons la même condition que le simple schéma d'interférence décrit auparavant. Pour ( $\Phi_p < 15^\circ$ ), nous avons  $\Phi_p \approx \sqrt{\frac{\Gamma}{l_c}}$ , l'angle d'accord de phase est donc sensible à la longueur de cohérence ainsi qu'à la fréquence THz. On note que le champ THz est proportionnel à la longueur du filament  $l$ , mais que l'intensité totale ( $\int |E(r', \Omega, \Phi)|^2 \sin(\Phi) d\Phi$ ) ne l'est pas à cause du terme correspondant à l'angle de l'accord de phase.



## Chapitre 2

# Génération et caractérisation de la source THz

Dans ce chapitre, nous décrivons le montage expérimental mis en place au laboratoire GPM, ensuite nous exposons les résultats des mesures faites avec ce montage afin de caractériser l'impulsion THz générée par laser à deux couleurs dans le plasma.

### 2.1 Le banc expérimental

#### 2.1.1 Montage pour la mesure de l'énergie de l'impulsion THz

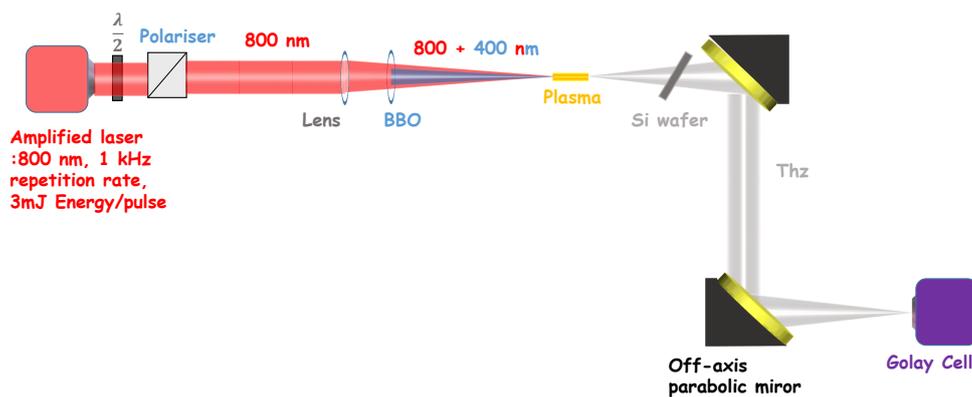


FIGURE 2.1 – Configuration expérimental schématique pour l'étude de saturation en THz. Une cellule de Golay avec filtre de silicium détecte et mesure le rayonnement THz

La figure (2.1) montre notre configuration expérimentale schématique pour la mesure de l'énergie de l'impulsion THz. Dans notre expérience, nous utilisons un système laser amplifié Ti :saphir (*Spectraphysics – Spitfire Pro*) en mode déclenché, dont la longueur d'onde central est de  $\lambda_0 = 800nm$ , capable de délivrer environ  $3 mJ$  d'énergie à un taux de répétition de  $1 kHz$ , avec une durée d'impulsion de  $50fs$ .

Des études théoriques et expérimentales montrent un maximum d'efficacité de génération du THz lorsque l'onde à  $\omega$  est polarisée dans le même sens de l'onde à  $2\omega$  [53]. Expérimentalement, cela peut être réalisé en séparant l'impulsion  $2\omega$  polarisée orthogonalement (accord de phase de type I) et en faisant pivoter sa polarisation pour être parallèle à la polarisation d'impulsion  $\omega$  avec une lame demi-onde et en combinant finalement les impulsions bicolores avec un miroir dichroïque pour la génération THz. Ce schéma a été démontré précédemment [57] et est utile pour contrôler individuellement les paramètres laser et/ou les polarisations des impulsions  $2\omega$  et  $\omega$ . Cependant, le système est très sensible à tout changement de phase dû à la vibration mécanique ou à la turbulence de l'air se produisant dans le trajet de faisceau divisé et recombinaison. Par exemple, des vibrations inférieures à quelques  $\mu m$  peuvent provoquer un déphasage de  $\sim 2\pi$ , ce qui peut grandement affecter la dynamique de la génération du THz. En raison de son instabilité de phase dans le système de séparation précédemment mentionné, la plupart des expériences de photo-ionisation à deux couleurs adoptent une configuration de génération THz en une même ligne, ce que nous avons adopté aussi dans la configuration de notre montage, comme le montre la figure (2.1).

Nous utilisons une lame demi-onde et un polariseur à la sortie de l'amplificateur laser, pour contrôler l'énergie de l'impulsion du laser de pompe. Cette impulsion laser est focalisée par une lentille avec longueur focale de  $300 mm$ , puis se propage à travers un cristal *BBO* ( $\beta$ -Borate de Baryum, type I) de  $100 \mu m$  d'épaisseur, fixé sur une platine contrôlée par ordinateur et pouvant se déplacer sur une plage de  $100 mm$ . La traversée par l'impulsion du cristal *BBO* génère une seconde harmonique. L'efficacité de la génération de l'impulsion THz est à son maximum, lorsque la polarisation de l'impulsion fondamentale et de sa seconde harmonique sont colinéaires. Dans notre montage, le cristal *BBO* est désaccordé de son angle optimal pour la génération de la seconde harmonique (i.e : polarisation  $\omega$  parallèle à l'axe ordinaire du cristal afin de produire la composante parallèle  $2\omega$  polarisé le long de l'axe extraordinaire du cristal *BBO*), on

l'accorde à l'angle  $\alpha_{BBO} = 55^\circ$  au lieu de  $\alpha_{BBO} = 0^\circ$  [44], afin de s'approcher de la configuration la plus optimale pour les polarisations de l'impulsion fondamentale et sa seconde harmonique, en utilisant uniquement le cristal BBO de type I. Ensuite  $\omega$  devient polarisé elliptiquement après avoir traversé le cristal BBO en raison de la biréfringence de ce même cristal. L'impulsion fondamentale et sa seconde harmonique se propagent ensemble et créent un court filament de plasma au niveau du foyer, la longueur du filament du plasma variant de 1 à 3 cm en augmentant la puissance de la source laser de 500 mW à 2500 mW. Les impulsions optiques sont ensuite bloquées par un wafer de silicium (Si) monocristallin non dopé et de grande pureté, avec 1 mm d'épaisseur, tandis que le rayonnement THz généré est recueilli et focalisé par deux miroirs paraboliques hors axes recouverts d'or d'une taille de 2 pouces, et d'une focal de  $f_{Miroir\ parabolique} = 100$  mm, vers la cellule de Golay de type Tydex (type GC-1D) avec une entrée de 6 mm de diamètre, et une fenêtre en entrée de diamant très large bande [0.0375 - 750] THz.

### 2.1.2 Montage de la détection électro-optique de l'impulsion THz

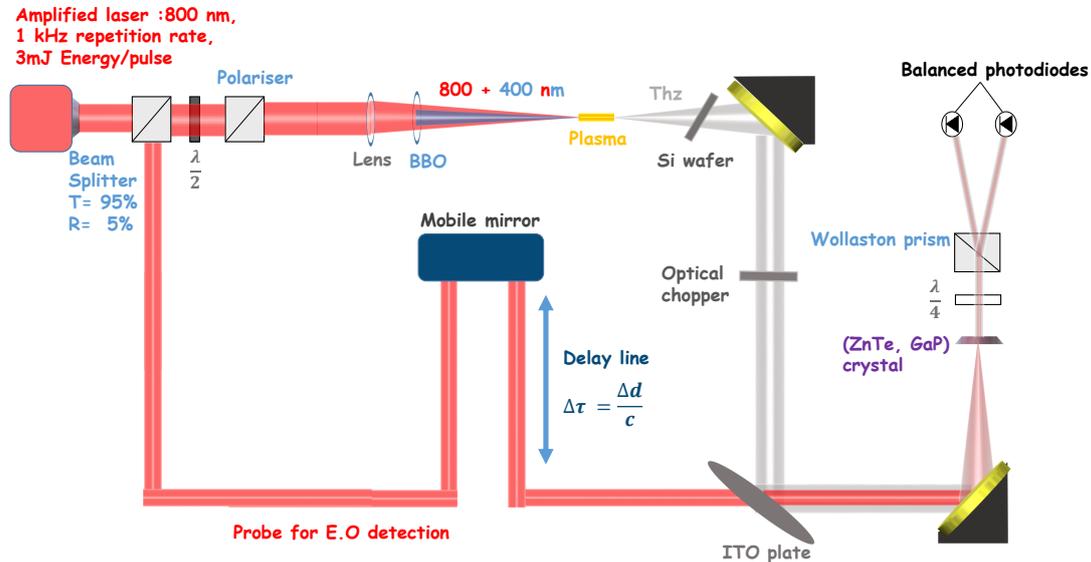


FIGURE 2.2 – Schéma expérimental de la détection électro-optique du signal THz

La figure (2.2) montre un schéma de détection *EO* (électro-optique) typique pour les mesures de champ THz dans le domaine temporel[58]. Une impulsion THz produite

dans l'air-plasma est collimatée et focalisée dans le cristal électro-optique par deux miroirs paraboliques hors axe couvert d'or. Une impulsion de sonde polarisée linéairement selon l'axe optique du cristal de détection est couplée à l'impulsion THz par une plaque ITO (oxyde d'étain-indium), hautement réfléchissante pour la bande passante terahertz et transparente pour l'impulsion de sonde. Lorsque l'impulsion THz arrive sur le cristal électro-optique, elle induit une biréfringence transitoire dans le cristal et donc la polarisation de la sonde devient elliptique. On mesure l'ellipticité induit par le THz grâce à une lame quart d'onde (qui en absence du THz, transforme la polarisation linéaire en circulaire) et un prisme de Wollaston, qui sépare la polarisation de la sonde en deux faisceaux en égales intensités dans le cas d'absence du THz. Les deux faisceaux sont détectés par des photodiodes équilibrées, l'intensité mesurée est directement proportionnelle à la forme d'onde temporelle de l'impulsion THz. On utilise une ligne à retard contrôlée par ordinateur (précis au 0.1  $\mu m$  près), composé d'un coin cube fixé sur une platine de translation, permettant de contrôler le retard de la sonde par rapport à l'impulsion THz, pour échantillonner point par point l'impulsion THz. On considère  $d_0$  (respectivement  $\tau_0$ ) la position spatial (respectivement temporelle) de la translation pour laquelle le THz et la sonde arrive au même instant sur le cristal de détection EO. On traduit temporellement le retard induit par la translation du miroir, sur le champ THz par la simple relation :

$$\Delta\tau_{THz} = 2 \cdot \frac{\Delta d_{miroir}}{V_{sonde}} = 2 \cdot \frac{d_{miroir} - d_0}{V_{sonde}} \quad (2.1)$$

Où  $\tau_{THz}$  l'axe du temps du champ THz,  $\Delta d_{miroir}$  la variation de la position du miroir par rapport à la position initial et  $V_{sonde}$  la célérité de la sonde. Pour calibrer l'amplitude du champs THz mesurée par le signal issue de la photodiode, on utilise la formule suivante ([59]) :

$$E_{THz} \approx \frac{\Delta I}{I_s \tau_c n_s^3 r_{41} k_s \tau_{Si}} \quad (2.2)$$

Où  $r_{41}$  est l'indice électro-optique du cristal,  $n_s$  est l'indice de la sonde dans le cristal de détection,  $k_s = \frac{2\pi}{\lambda_s}$  est le vecteur d'onde de la sonde,  $\tau_{Si}$  est le coefficient de transmission du silicium pour le Terahertz,  $\tau_c$  est le coefficient de transmission du cristal EO,  $\Delta I$  est le signal électrique sortant de la photodiode en présence du champ THz,  $|I_s|$  est le

courant mesurée correspondant à la sonde qu'on obtient donc en mesurant le signal sur une seule photodiode en absence du champs térahertz.

Afin d'optimiser notre signal, on polarise partiellement le champ THz généré par le plasma perpendiculairement à l'axe optique du cristal, ceci se fait grâce au filtre de silicium, qui sert en même temps à éjecter le signal de pompe. En effet, la polarisation de l'impulsion THz est contenue dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation, on appelle "P" la polarisation contenue dans le plan d'incidence, "S" la polarisation perpendiculaire à celle-ci comme le montre la figure (2.3).

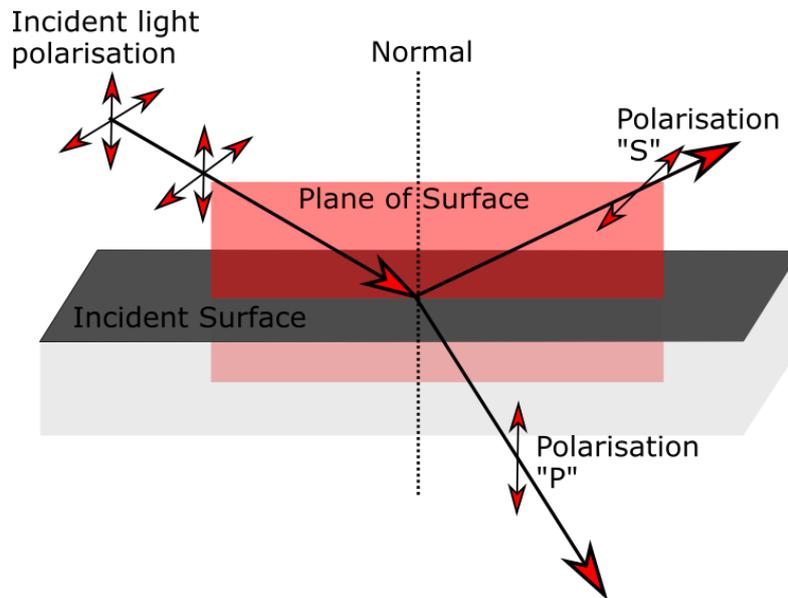


FIGURE 2.3 – Schéma de la polarisation "S" et "P" en fonction du plan d'incidence et du plan d'onde

En tenant compte de l'indice du THz,  $n_{\text{silicium}} = 3.4193$  pour le silicium et  $n_{\text{air}} = 1.0003$  pour l'air, on sait qu'il existe un angle d'incidence pour lequel le coefficient de réflexion devient nulle, dit angle de Brewster. Dans notre cas, en calculant les coefficients de réflexions et de transmissions pour les polarisations "S" et "P" [60], on obtient :

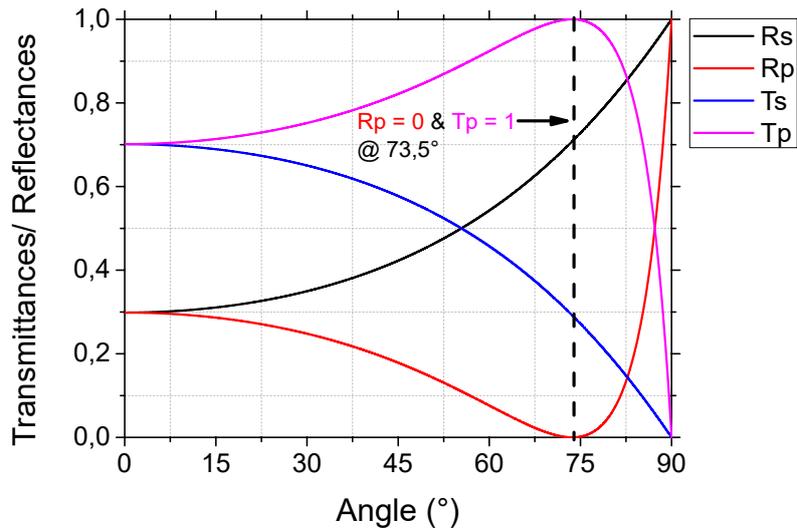


FIGURE 2.4 – Évolution de la transmission et de la réflexion de la polarisation "S" et "P" en fonction de l'angle d'incidence sur le wafer Si. Transmission de la polarisation "S" (courbe bleue), réflexion de la polarisation "S" (courbe noire), transmission de la polarisation "P" (courbe rose) et réflexion de la polarisation "P" (courbe rouge).

L'angle de Brewster pour cette configuration se situe à  $73,5^\circ$  comme on le voit sur la figure (2.4). En effet pour cette valeur la réflexion de la polarisation "P" est nulle ; c'est à dire que la polarisation "P" est totalement transmise, tandis que la polarisation "S" est transmise à moins de 30%, ce qui nous donne un facteur d'extinction de  $\frac{T_p}{T_s} = 3.4$ . Nous ajustons le wafer de silicium à cet angle, ceci permet de réduire considérablement l'éllipticité de l'impulsion THz et optimiser la détection électro-optique.

## 2.2 Résultat des mesures

Le montage expérimental étant prêt, nous faisons une série de mesure pour caractériser notre nouvelle source THz.

### 2.2.1 Détection électro-optique avec les cristaux ZnTe et GaP

Nous commençons par une acquisition dans les conditions les plus optimales pour la génération du champ THz, que nous mesurons grâce à la détection EO détaillée plus haut. Nous disposons de deux cristaux électro-optique ZnTe et GaP, chaque cristal a une épaisseur de  $100\mu m$ , pour la mesure, dont nous comparons les performances.

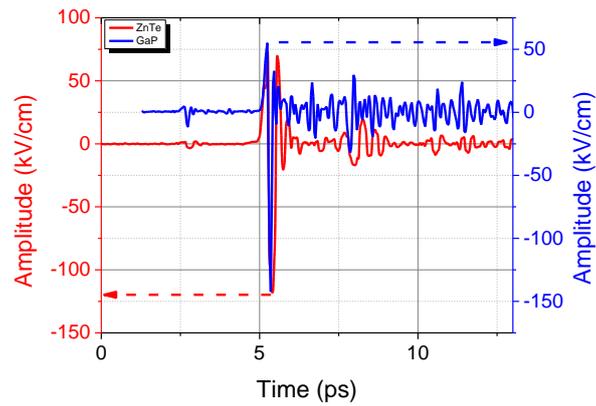


FIGURE 2.5 – Signal THz détecté par le cristal ZnTe (courbe rouge) - Signal THz détecté par le cristal GaP (courbe bleue)

La figure (2.5) montre l'acquisition du même signal THz par deux cristaux électro-optiques différents (ZnTe et GaP), le signal mesuré avec le cristal GaP représente une plus grande sensibilité à l'amplitude crête que celui mesuré avec le ZnTe, en effet les coefficients du cristal GaP nous permettent d'estimer une amplitude crête de  $142 \text{ kV/cm}$  tandis qu'avec le cristal ZnTe, l'estimation de l'amplitude crête de l'impulsion THz est de  $117 \text{ kV/cm}$ . Nous remarquons aussi que la largeur à mi-hauteur du signal mesuré avec le cristal ZnTe est plus large que celui mesuré avec le GaP, ceci dit nous nous attendons à mesurer une plus large bande spectral avec le cristal GaP.

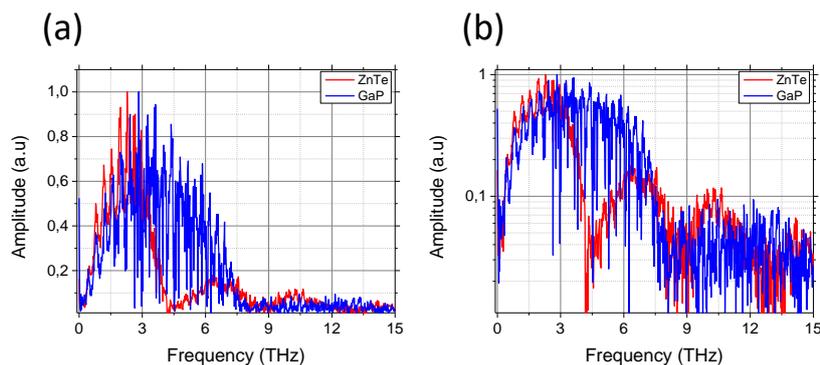


FIGURE 2.6 – Spectre de l'impulsion THz détecté par le cristal ZnTe (courbe rouge) - Spectre de l'impulsion THz détecté par le cristal GaP (courbe bleue). (a) Échelle linéaire. (b) Échelle logarithmique.

Sur la figure (2.6), le signal mesuré avec le cristal GaP représente une plus large

bande de détection que celui mesuré par le cristal ZnTe. En effet, la présence du phonon optique autour de 5.3 THz réduit considérablement la bande spectrale de détection du cristal ZnTe, et explique par la même occasion, l'élargissement de la largeur à mi-hauteur. On note que le cristal GaP possède un phonon optique à 11 THz.

### Conclusion

Nous avons mesuré le même signal THz généré par filamentation dans l'air avec deux cristaux optiques différents (ZnTe et GaP) et qui ont la même épaisseur (100  $\mu\text{m}$ ). Les mesures nous renseignent sur trois informations importantes, à savoir l'amplitude crête, sa largeur à mi-hauteur ainsi que sa largeur spectrale. On déduit que les propriétés des cristaux électro-optiques, comme la présence des phonons optiques, introduisent des distorsions sur le signal THz enregistré, et donc nous livrent des informations biaisées sur le signal THz réel. Par la suite, la détection optique se fera sur le cristal GaP possédant une plus grande bande spectrale de détection, dont la largeur dépend principalement de la fréquence du premier phonon optique dans le cristal, comme le montre le tableau (2.7).

Cristal	$r_{41}$ (pm/V)	$n_s$	$f_{PO}$ (Thz)	$t_c$
ZnTe	3.9	2.85	5.11	0.48
GaP	0.88	3.19	11.2	0.46

FIGURE 2.7 – Comparaison entre les caractéristiques des deux cristaux de détection

Dans le tableau (2.7),  $r_{41}$  est le coefficient du tenseur électro-optique du cristal,  $n_s$  l'indice optique que voit l'impulsion sonde traversant le cristal de détection,  $f_{PO}$  est la fréquence du premier phonon optique et  $t_c$  le coefficient de transmission en amplitude de l'impulsion Thz incidente au cristal [61].

### 2.2.2 Influence de l'humidité de l'air

Nous faisons une première acquisition dans l'air humide, grâce au cristal GaP du champ THz, sur une fenêtre temporelle de 40 ps et un pas temporel de  $\tau_{THz} = 16$  fs. La mesure électro-optique est superposée à la mesure du bruit en absence du signal THz, le résultat est présenté sur la figure (2.8)

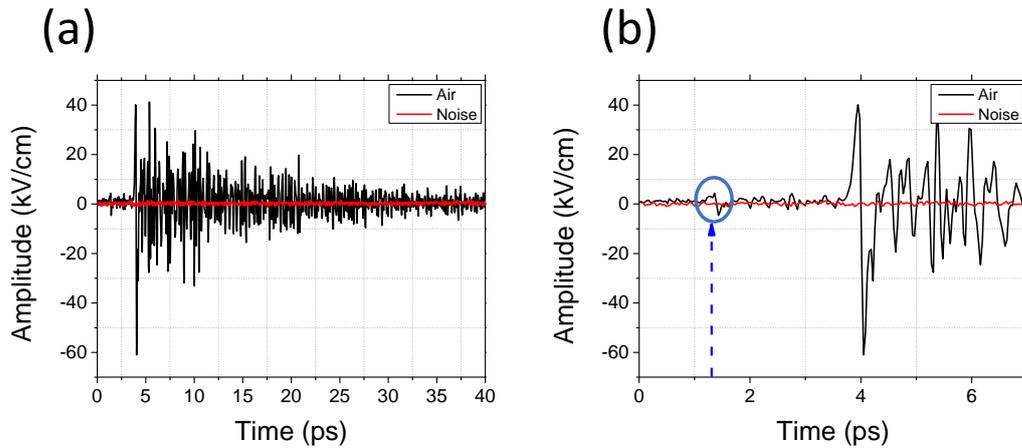


FIGURE 2.8 – Amplitude du champ THz mesurée par la détection EO (bleu)- Mesure en absence du THz (rouge). (a) Acquisition du signal pour une durée de 40 *ps*. (b) Zoom autour du monocycle qui montre le signal dû à la réflexion interne de la sonde dans le cristal.

Si nous regardons le signal obtenu sur les premières 5 ps, nous observons un monocycle du signal THz, d'une amplitude crête estimée à 61 kV/cm d'après la calibration citée antérieurement, précédée par une réplique qui est due à la réflexion de la sonde par le cristal GaP (à 1.2 *ps*). Ensuite, nous observons de fortes oscillations après le monocycle, elles sont principalement dues à l'humidité de l'air et aux réflexions internes de l'impulsion THz dans le cristal EO qu'on expliquera par la suite. Le monocycle du signal THz montré sur la figure (2.8) a une durée de 684.5 *fs* ainsi qu'une largeur à mi-hauteur du pic principal de 191 *fs*.

Ayant mesuré directement le champ THz par pompe-sonde (détection EO), nous déduisons alors le spectre du signal numériquement par une transformée de Fourier rapide (FFT) et nous comparons la transformée de Fourier du signal THz avec le signal bruit mesuré précédemment, affiché en échelle logarithmique dans la figure (2.9).

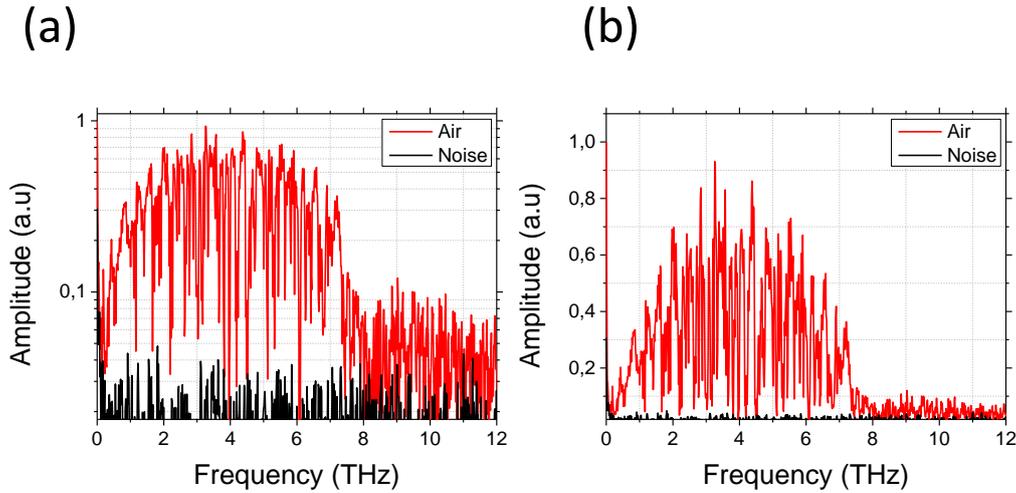


FIGURE 2.9 – Spectre du signal THz obtenu par transformée de Fourier rapide du signal échantillonné, dans le cristal *GaP* dans une atmosphère non contrôlée (rouge) - Spectre du signal en absence du THz (courbe noire). (a) Échelle logarithmique. (b) Échelle linéaire

On remarque que le spectre de notre signal s'étend de quelques *Ghz* jusqu'au 8 *THz* où on observe une forte atténuation, cet atténuation est due à la présence du phonon optique autour de 11 *THz* [62] dans cette bande spectrale du cristal *GaP*. L'effet de la détection *EO* de l'impulsion *THz* peut être vu comme le produit de trois filtres spectraux, agissant sur le spectre de l'amplitude complexe de l'impulsion *THz* incidente dans le cristal [63] : le premier filtre étant la corrélation du signal de la sonde avec le signal *THz*, dont la durée d'impulsion est plus courte (35 *fs*) que le signal *THz* et par conséquent a "peu" d'effet sur le spectre du signal *THz*, le deuxième filtre étant la forte dépendance en fréquence de la susceptibilité non-linéaire du second ordre  $\chi_{eff}^2(\Omega)$ , et donc distord le signal et le spectre qui lui correspond, indépendamment de l'épaisseur du cristal *EO*, le troisième filtre est la longueur de cohérence dépendante de la fréquence, pour l'accord de phase, étant donné que la vitesse de groupe de l'impulsion *THz* et celle de la sonde ne sont pas les mêmes. C'est en effet la combinaison du deuxième et troisième filtre surtout qui font que l'on voit une coupure du spectre vers 8 *THz* au lieu de 11 *THz*, où le phonon optique est présent.

En regardant de plus près encore le spectre (2.9) de notre signal, on arrive à distinguer des "hachures" très fines à des fréquences distinctes, en effet elles correspondent

aux fréquences vibrationnelles de la molécule  $H_2O$  comme le montre la figure (2.10). Ces fréquences de la bande spectrale du signal THz généré seront absorbées en fonction du taux de l'humidité de l'air. Les études expérimentales faites dans le passé montrent que l'air absorbe les fréquences THz correspondantes aux fréquences vibrationnelles de la molécule  $H_2O$  [64]. Lorsque l'humidité de l'air absorbe l'impulsion THz, cela se traduit par de fortes oscillations que nous mesurons juste après le mono-cycle de l'impulsion THz généré.

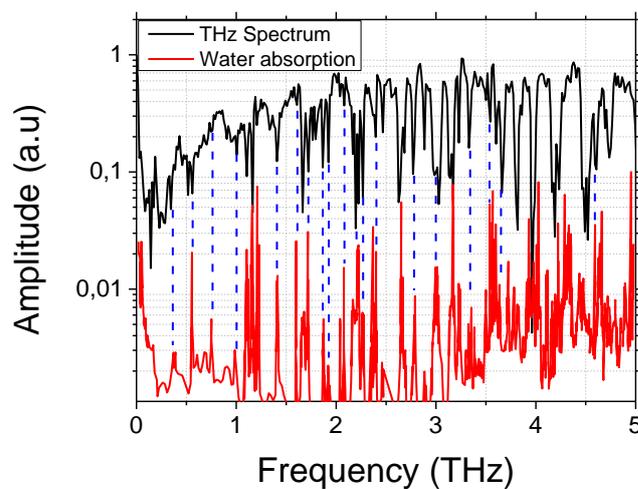


FIGURE 2.10 – Spectre du signal THz mesuré dans l'air dans la bande [0 5] THz (noire)- Raies d'absorption de la molécule  $H_2O$  dans la bande [0 5] THz (rouge)

Afin d'investiguer l'influence de l'humidité de l'air sur le THz, nous couvrons la partie génération et détection THz avec une boîte hermétique et on injecte l'azote ( $N_2$ ) pour "chasser" l'humidité de l'air du banc expérimental. Lorsque le taux d'humidité à l'intérieur de la boîte hermétique est inférieure à 15% on fait l'acquisition du signal THz, avec les mêmes paramètres utilisés avant pour l'acquisition en air humide, les acquisitions sont illustrées sur la figure (2.11). On remarque que l'amplitude crête du signal mesurée sous atmosphère contrôlée est de 141 kV/cm, soit près de 2.5 fois celle du signal dans l'air humide, ainsi qu'une forte atténuation des oscillations comparée au signal précédent, que nous expliquons par l'atténuation de l'humidité de l'air que parcourt le signal THz, avant la mesure avec la détection électro-optique.

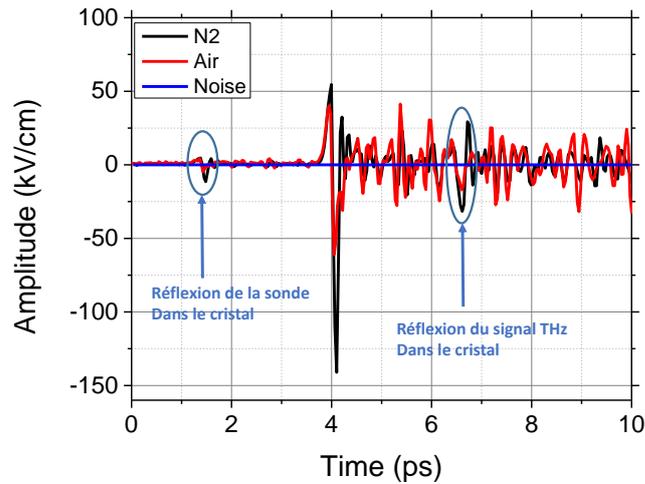


FIGURE 2.11 – Acquisition du signal dans l'air (rouge), sous azote (noir) et en absence de signal THz (bleu). Détection des répliques du monocycle THz interne dans le cristal EO (*GaP*).

Sur le signal mesuré sous atmosphère contrôlée (sous azote, courbe noir), nous remarquons des répliques du mono-cycle résultantes de la réflexion interne dans le cristal EO. L'effet de cette réflexion sera visible sur le spectre, il se traduira en sur-modulation du signal à une fréquence qui dépendra de la périodicité des réflexions. La durée du mono-cycle du signal mesurée sous atmosphère contrôlée est de  $\Delta T_{dure} = 467 fs$ , avec une durée à mi-hauteur de  $\Delta \tau_{mi-hauteur} = 94 fs$ , qui est plus courte que celle mesurée dans l'atmosphère humide, nous nous attendons donc naturellement à ce qu'on mesure un spectre plus large que celui mesuré avant dans l'air humide.

Sur la figure (2.12), nous remarquons des "petites" modulations spectrales dans le signal qui sont causées par les répliques THz créés à l'intérieur du cristal. En effet, le mono-cycle est quasi-périodique avec une période estimée à  $\delta \tau_{monocycle} \approx 2.43 ps$ , ce qui correspond à une sur-modulation de  $\delta f_{modulation} \approx 400 GHz$ , que nous mesurons bien sur le spectre du signal. Les deux spectres sont sur-modulés à la même fréquence car les répliques des signaux causés par la réflexion interne du champ THz dans le cristal GaP se retrouvent exactement aux mêmes endroits dans les deux signaux. Par contre, nous remarquons que cette fois-ci, le spectre du signal mesuré sous azote est moins "hachuré" que celui mesuré dans l'air humide, ce qui traduit bien la réduction de la concentration de l'humidité dans l'air.

## Conclusion

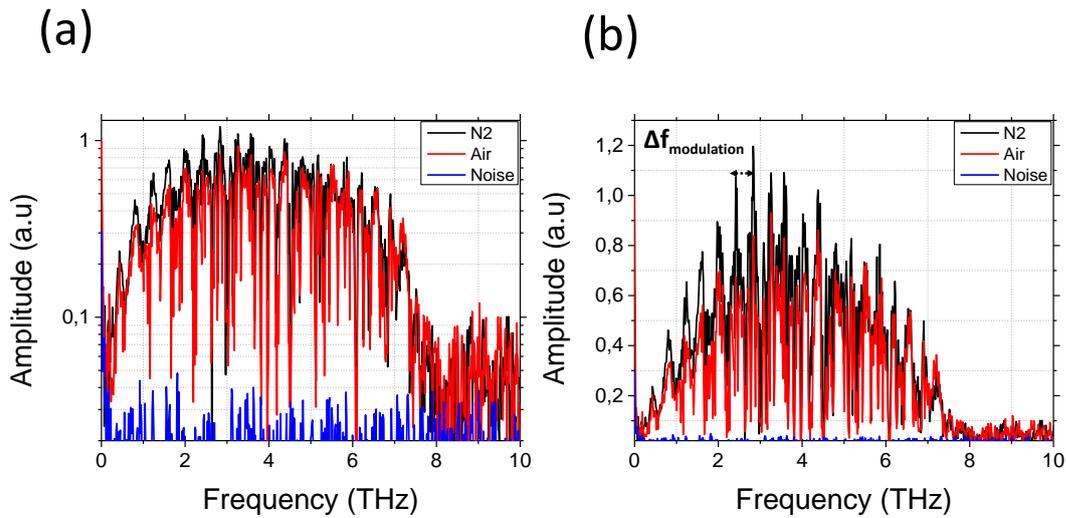


FIGURE 2.12 – Spectre des signaux THz déduit par transformée de Fourier rapide.

Nous avons mesuré le signal électro-optique du champ THz sous atmosphère humide et sous atmosphère contrôlé, nous avons observé que sous atmosphère contrôlé (sous azote) que l'impulsion THz a une durée plus courte, présente une amplitude crête 2.5 fois plus grande sachant, qu'en optimisant le montage on atteint jusqu'à 3 fois, c'est à dire un gain d'un ordre de grandeur en puissance crête, un spectre plus homogène. La sur-modulation observée sur les deux spectres n'est pas intrinsèque à l'impulsion THz, il s'agit d'un artefact de la mesure électro-optique due aux réflexions internes dans le cristal de détection. La présence du phonon optique du cristal GaP à 11 THz ainsi que la dépendance en fréquence de la susceptibilité du cristal de détection limite la bande passante de la détection. Nous concluons que la génération sous atmosphère contrôlée limite les effets d'absorption du THz par les molécules d'eau au cours de sa propagation.

### 2.2.3 Effet de la phase relative

Nous allons maintenant nous intéresser à l'effet de la phase relative entre l'impulsion fondamentale et sa seconde harmonique. Nous mesurons l'effet de la phase relative entre les deux couleurs en contrôlant la position du cristal BBO par rapport au foyer de

la lentille, ceci nous permet de contrôler indirectement la phase relative grâce à la dispersion de l'air entre les deux couleurs. Par la suite nous mesurons l'énergie de l'impulsion THz. La figure(2.13) montre un comportement quasi sinuoïdal (en cosinus carré) de l'émission THz avec la distance du cristal doubleur *BBO* par rapport au plasma. La mesure s'est arrêtée à environ 50 mm du plasma, en raison du seuil d'endommagement du cristal non-linéaire.

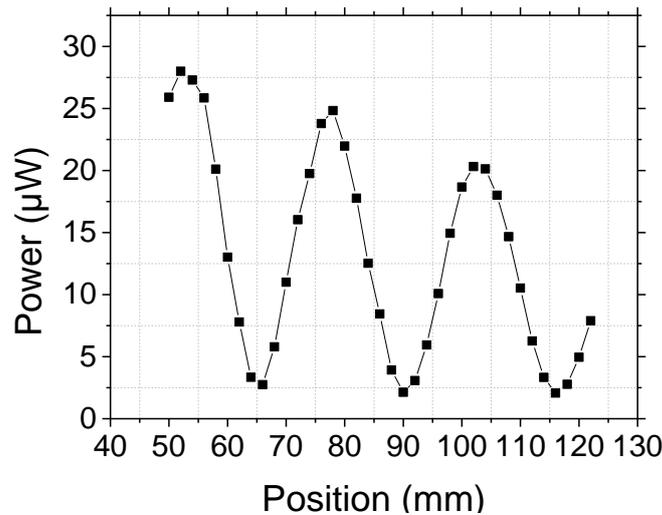


FIGURE 2.13 – Evolution de la puissance THz en fonction de la position du cristal BBO par rapport au plasma.

Nous utilisons maintenant la configuration de détection électro-optique pour voir comment évolue l'amplitude crête de l'impulsion THz avec la puissance de pompe. En contrôlant la ligne à retard de la sonde, nous balayons l'amplitude maximale du signal térahertz et nous enregistrons la valeur maximale du champ THz en variant la position du cristal *BBO*.

La phase relative entre la fondamentale et la seconde harmonique est directement proportionnelle à la distance entre le cristal BBO et le plasma en raison de la dispersion de l'air entre les deux couleurs (400 nm et 800 nm), elles sont liées par :

$$z = \frac{c}{\omega \cdot (n_{\omega} - n_{2\omega})} \theta \approx 7.96 [\text{mm/rad}] \cdot \theta [\text{rad}] \quad (2.3)$$

Nous prenons en compte le signe relatif du pic de l'amplitude.

La figure (2.14) montre la mesure de l'amplitude maximale du champ terahertz en fonction de la position entre le cristal BBO et plasma. On observe l'effet quasi-sinusoïdal

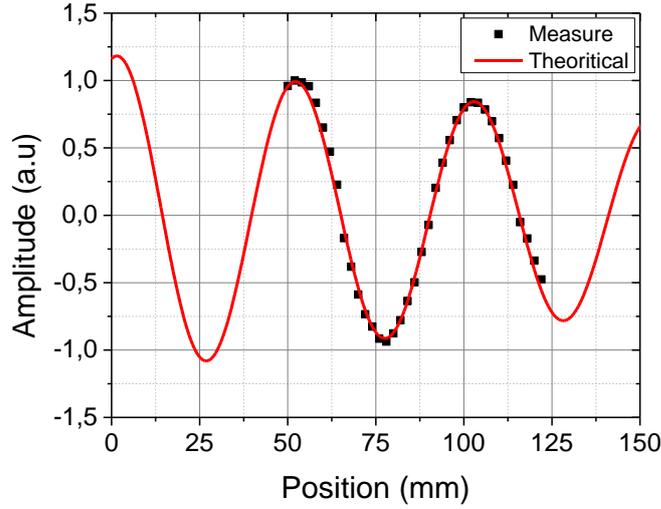


FIGURE 2.14 – Évolution de l’amplitude crête de l’impulsion THz avec la distance du cristal doubleur BBO, par rapport au plasma, à une puissance de pompe constante.

de la phase relative prédite par l’équation (1.9), avec une période de  $z = 50,3 \text{ mm}$  correspondante à une phase  $\theta = 2\pi$ . On observe un gain en amplitude du terahertz lorsque le cristal BBO est proche du plasma, parce que l’amplitude du signal THz est proportionnel à l’amplitude du signal de la seconde harmonique, qui est proportionnelle à l’intensité du signal fondamental à la fréquence  $\omega$ . En raison de la focalisation du signal fondamentale par la lentille, l’intensité de sa seconde harmonique dépend de la distance entre le cristal BBO et le foyer. En effet, la génération de la seconde harmonique est aussi directement proportionnelle à l’intensité de l’impulsion fondamentale incidente au cristal BBO ( $E_{2\omega} \propto I_\omega$ ) [65], le cristal est positionné entre la lentille et le plasma, l’intensité incidente au cristal dépend de la position de celui-ci par rapport à la lentille.

$$I_\omega = \frac{P}{\pi w^2/2} \quad (2.4)$$

$P$  étant la puissance moyenne du laser de pompe et  $w$  est le rayon du faisceau. La puissance optique du laser étant constante, le rayon se rétrécit le long du trajet de la lentille jusqu’au plasma. Une première approximation utilisant le formalisme (ABCD) [66] lie le rayon du faisceau avec la position du cristal  $z$  loin de la focale :

$$E_{2\omega} \propto I_\omega(z) = \frac{P}{\pi/2[W(1 - \frac{z}{f})]^2} \quad (2.5)$$

Ceci montre bien que plus le cristal est proche du plasma, plus grande est l'intensité incidente au cristal et par conséquent la génération de la seconde harmonique est plus importante, ce qui a pour conséquence d'après l'équation (1.9) une plus grande génération de THz.

### **Conclusion**

Nous avons mesuré l'effet de la position du cristal doubleur (BBO) de deux manières différentes. Nous avons d'abord utilisé le montage avec la cellule de Golay pour caractériser en terme de puissance, par la suite nous avons utilisé la détection électro-optique. Les mesures nous montrent que le champ THz est fortement corrélé avec la position du cristal, nous observons premièrement que l'amplitude THz est une fonction sinusoïdale de la position du BBO et donc de la phase relative entre le signal fondamentale et sa seconde harmonique. De plus, on remarque que l'amplitude et la puissance THz sont d'autant plus élevées que la distance plasma-BBO est courte, nous attribuons ce phénomène au processus de conversion non-linéaire dans le BBO, nous pensons avoir certainement une plus grande puissance THz si nous plaçons le cristal dans le plasma, mais malheureusement l'intensité du champ laser en cette position dépasse le seuil de dommage du cristal. Pour les mesures suivantes, le BBO est placé à 5 cm du foyer pour avoir la puissance THz maximale, sans pour autant l'endommager.

### **2.2.4 Caractérisation en puissance**

Nous nous intéressons maintenant à l'évolution de l'amplitude et la puissance THz avec la puissance de notre laser pompe. Pour cette mesure, nous utilisons encore les mêmes montages décrits au début de ce chapitre, la mesure de puissance est faite dans l'air humide.

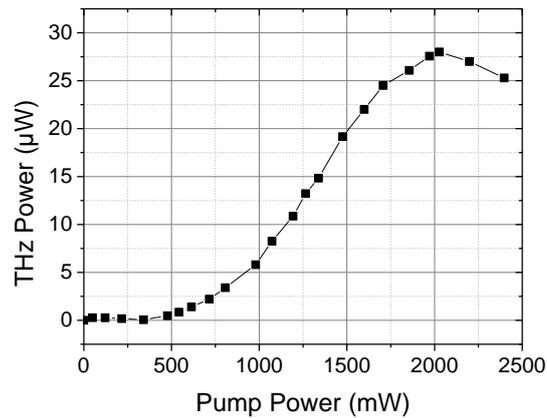


FIGURE 2.15 – Puissance THz mesurée (avec la cellule de Golay) avec un filtre en silicium (Si) en fonction de la puissance du laser de pompe, la focale de la lentille est de 300 mm.

La figure (2.15) montre l'évolution de la puissance du THz mesuré avec une cellule de Golay, le filament est relativement court (entre 1 et 3 cm) et augmente au fur et à mesure avec l'augmentation de la puissance de laser. La puissance de sortie THz croît avec la puissance de laser de pompe dans le régime de puissance relativement faible (lorsque la puissance du laser de pompe est inférieure à 2 W). Cependant, à mesure que l'énergie du laser augmente, nous remarquons une saturation à partir de 2,1 W (correspondante à 2,1 mJ d'énergie de l'impulsion du laser de pompe), suivie même par la diminution du signal au-delà de cette puissance. Les mesures s'arrêtent à 2,45 W, étant la puissance maximale du laser pompe délivrée avant le plasma. La puissance THz maximale mesurée ici est de 28  $\mu\text{W}$ .

Nous refaisons la même mesure cette fois-ci avec le montage de détection électro-optique, en variant la puissance du laser de pompe, nous faisons une acquisition du signal électro-optique et nous enregistrons le maximum du signal mesuré.

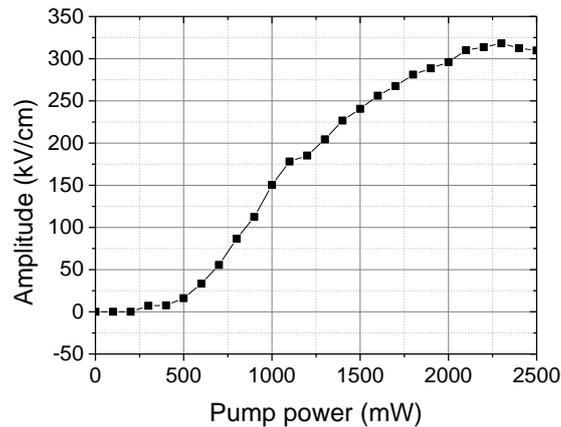


FIGURE 2.16 – Amplitude crête du signal THz (Electro-Optique) en fonction de la puissance du laser de pompe.

Nous pouvons voir sur la figure (2.16) que l'évolution de l'amplitude crête de l'impulsion THz évolue avec la puissance du laser. Comme dans la mesure précédente, l'amplitude du THz croît avec la puissance du laser de pompe, jusqu'à ce que cette dernière atteigne 2,1 W, puis sature et commence à décroître. L'amplitude THz maximale mesurée est de 324 kV/cm à 2,1 W de puissance du laser de pompe. Etant donné que la puissance de l'impulsion THz est directement proportionnelle à l'amplitude crête du champ THz mesurée par détection EO ( $P_{THz} \propto |E_{THz}|^2$ ), nous normalisons les deux mesures et nous comparons l'évolution de la puissance du THz avec le carré de son amplitude mesurée précédemment.

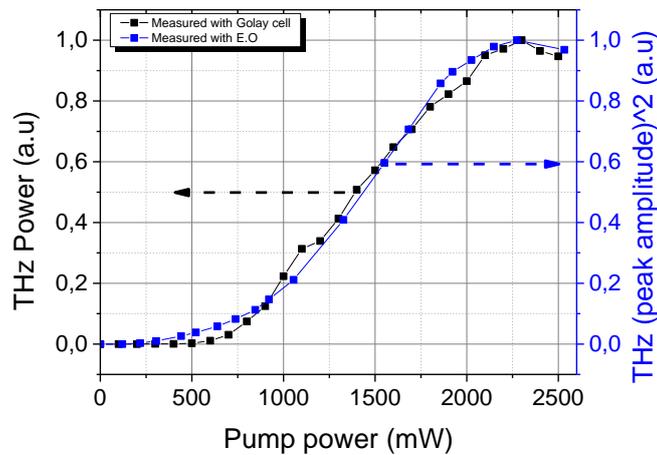


FIGURE 2.17 – Carré de l'amplitude crête du signal THz avec la détection électro-optique normalisé (bleu) en fonction de la puissance THz mesuré avec la cellule de Goly normalisé (noir).

La figure (2.17) nous montre que le carré du champ THz mesuré avec la détection électro-optique (normalisé) se superpose presque avec la puissance THz mesurée avec la cellule de Golay. Les deux mesures étant indépendantes et utilisent deux techniques différentes, on en déduit que la saturation constatée plus haut du signal THz avec la puissance du laser de pompe est bien réelle, et non due à un artefact de la mesure.

### Conclusion

Nous avons mesuré l'évolution du THz de deux manières différentes en fonction de la puissance de pompe, nous avons vu dans les deux mesures que le THz généré sature lorsqu'on atteint la puissance de 2.1 W avec les paramètres du laser décrit dans le début de ce chapitre. Qualitativement, nous décrivons cette saturation par la saturation de la densité d'électrons libérés dans le plasma, le THz généré est réabsorbé par le plasma au cours de sa propagation, ce qui limite l'efficacité de la conversion.

### 2.2.5 Caractérisation du profil spatial

Nous allons nous intéresser maintenant au profil spatial de notre impulsion THz. N'étant pas visible à l'oeil, nous scannons le profil spatial du THz grâce au montage de la figure (2.18)

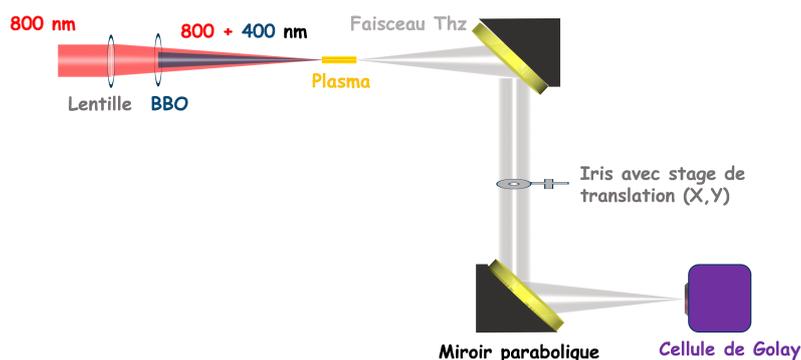


FIGURE 2.18 – Montage permettant de scanner le profil spatial de l'impulsion THz.

Nous supposons que l'impulsion THz générée se propage en parallèle avec l'impulsion du laser de pompe, nous plaçons ensuite un iris d'un diamètre d'ouverture de  $d_{iris} = 500\mu m$ , sur le trajet de l'impulsion THz, avant que celui-ci soit focalisé par le miroir parabolique, nous scannons le THz sur le plan (X,Y) avec un pas de  $p_{iris} = 500\mu m$  (en considérant qu'il soit placé sur le centre de l'impulsion), et sur une plage de :

$$[x_{min} = 0mm \quad x_{max} = 20mm \quad y_{min} = 0mm \quad y_{max} = 20mm]$$

Nous supposons que la forme spatiale de l'impulsion THz est stationnaire ; c'est à dire invariante lors de la mesure, on obtient le résultat suivant :

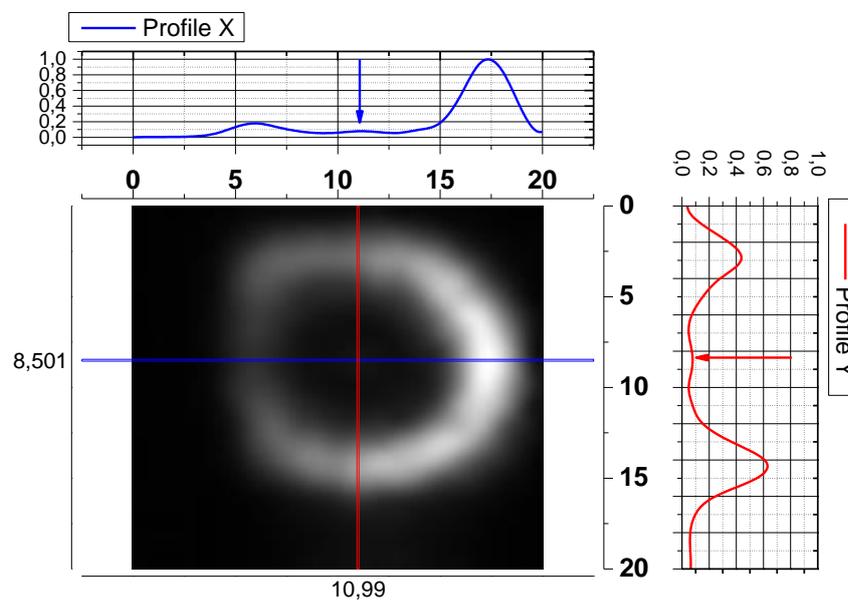


FIGURE 2.19 – Profil spatial de l'impulsion THz mesuré avec le montage décrit précédemment. Les flèches (bleue et rouge) montrent l'existence d'un signal au centre de l'anneau

Le profil de l'impulsion THz en géométrie collimatée a plutôt une forme de couronne d'un diamètre de  $D_{couronne} \approx 15mm$ , et d'un signal au centre de cette couronne d'un diamètre de  $D_{centre} \approx 5mm$ . Ceci a déjà été observé par ([55]), on interprète la forme de cet impulsion du fait que l'accord de phase se fait en géométrie non colinéaire. L'angle de l'accord de phase dépend de la fréquence de l'impulsion, étant donné que notre impulsion possède une large bande spectrale, on déduit que les hautes fréquences ( $>1,5 THz$ ) se trouvent plus au centre du profil spatial, tandis que plus on s'éloigne du centre de l'impulsion, plus on retrouve les fréquences les plus basses.

Afin de vérifier expérimentalement cette hypothèse, nous plaçons une iris bien centrée sur le profil spatial de l'impulsion THz, nous varions le diamètre de l'iris de telle sorte

à filtrer spatialement le profil  $THz$ , et par la suite nous faisons une acquisition électro-optique du signal  $THz$  sur un cristal  $ZnTe$ . Le spectre correspondant à chaque diamètre de l'iris est calculé par  $FFT$  du signal mesuré.

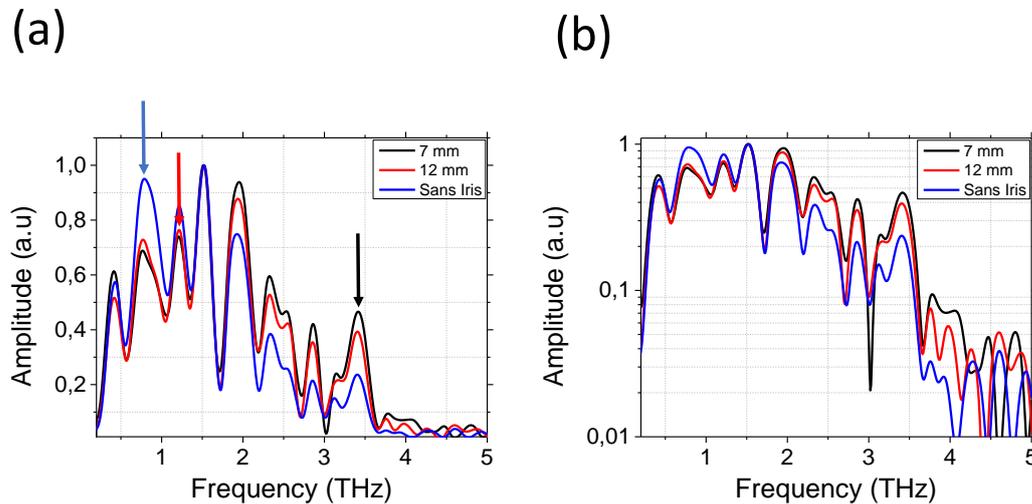


FIGURE 2.20 – Spectre normalisé du signal  $THz$  pour différentes tailles de diamètre de l'iris. (a) Échelle linéaire. (b) Échelle logarithmique.

La figure (2.20) montre le spectre de 3 signaux  $THz$  correspondant à différentes tailles d'iris. L'iris dans cette mesure joue le rôle d'un filtre spatial. En effet, sur la figure (2.20-a), la flèche bleue indique que nous mesurons un maximum de fréquence sur le signal  $THz$  dans la bande ( $< 1,5THz$ ) sans iris, alors que la flèche noire indique qu'il y'a plus de signal  $THz$  sur la bande  $> 1,5THz$  pour la mesure avec l'iris de  $7\text{ mm}$  de diamètre (et un peu moins avec l'iris d'un diamètre de  $12\text{ mm}$ ) que le signal mesuré sans iris. Nous notons que quelque soit la taille de l'iris, la densité spectrale de l'impulsion est invariante pour la valeur  $1,5\text{ THz}$ . Nous concluons de cette mesure que l'angle d'accord de phase en géométrie non colinéaire pour l'impulsion  $THz$  est inversement proportionnel à la fréquence du signal, ce qui rejoint la théorie de la distribution spatiale du  $THz$  expliqué par [55].

Nous nous intéressons maintenant au profil spatial de notre impulsion focalisée avec un miroir parabolique de  $200\text{mm}$ , nous gardons la même configuration que la mesure reportée sur la figure (2.18). Nous plaçons cette fois-ci l'iris au foyer du miroir parabolique et nous procédons de la même manière que dans le scan en géométrie collimaté du

faisceau THz, avec le même diamètre d'ouverture de l'iris et sur une plage de scan de  $([0;10]mm; [0;10]mm)$ . Le profil mesuré dans cette configuration est illustré sur la figure (2.21)

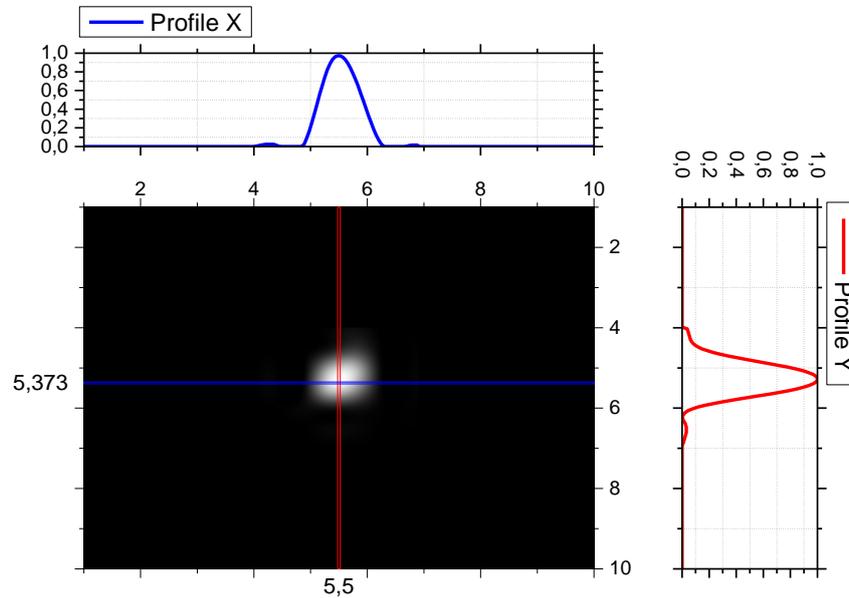


FIGURE 2.21 – Profil spatial de l'impulsion THz mesuré avec le montage décrit précédemment au point focal, focalisé par un miroir parabolique d'une focal  $f = 200mm$ , la dimension de l'image est de  $10 mm \times 10 mm$ .

Nous remarquons que la distribution spatiale de l'intensité du pulse THz au point focal est plutôt sous forme d'une "cloche", avec un diamètre de  $1 mm$ . Cependant, on arrive à distinguer un anneau concentrique de faible intensité à  $3 mm$  du centre. Cette géométrie est principalement due à la forme géométrique de l'impulsion THz mesurée auparavant. L'intégration numérique nous indique que 98% est contenue dans le centre en forme de "cloche".

### Conclusion

Dans cette partie, nous nous sommes intéressés au profil spatial de l'impulsion THz que nous avons généré par le plasma. Dans un premier temps, nous avons mesuré le profil spatial en géométrie collimaté du faisceau, nous remarquons que le profil spatial du faisceau a une forme de couronne dont le diamètre fait environ  $15 mm$ . La distribution spatiale du THz correspond aussi à une distribution spatiale en fréquence de l'impulsion, d'après [55]. L'angle de l'accord de phase hors-axe dépend de la fréquence de l'impulsion THz généré dans le plasma, plus précisément l'angle de l'accord de phase est linéaire avec la longueur d'onde et donc le spectre est aussi spatialement distribué

---

avec le profil du THz. Ensuite nous nous sommes intéressés au profil spatial du THz au point focal, nous mesurons une tache centrale d'un diamètre de 1 mm, qui est entourée par un anneau concentrique d'une énergie presque négligeable par rapport à la tache centrale .



## Chapitre 3

# Interaction de l'impulsion THz avec une pointe nanométrique de Tungstène et d'Aluminium

### 3.1 Introduction

Le contrôle actif de la matière par les champs électromagnétiques intenses revêt un intérêt croissant, avec des applications dans tout le spectre optique, de l'extrême ultraviolet à l'infrarouge lointain. Au cours de ces dernières années, les champs *THz* ont montré un grand potentiel pour observer et manipuler les excitations élémentaires dans les solides [67]. Le développement de telles approches pour des champs *THz* dans les nano-structures créera de nouveaux moyens de gouverner les courants électroniques à l'échelle nano-métrique. Le processus d'émission par effet de champ nécessite généralement des intensités de champ de plusieurs  $V.nm^{-1}$  [68]. Ainsi, l'émission par effet tunnel alternatif dans le vide, qui a été observée dans les résonateurs à micro-ondes au début des années 1960 [69] et plus récemment avec des lasers ultra-rapides dans la gamme infrarouge [70], a été montrée dans la région spectrale *THz* par [71]. Il a été montré que l'émission induite par le champ *THz* est rendue possible grâce à l'exaltation du champ aux nano-pointes métalliques. En augmentant l'amplitude du champ *THz* appliqué sur la nanopointe, on génère un flux d'électrons induit par effet tunnel. Dans un schéma de type pompe-sonde avec une pompe *IR* et une sonde *THz*, ce flux d'électrons dépend du retard relatif entre l'impulsion *IR* et l'impulsion *THz*, permettant ainsi la

résolution temporelle des différents processus de l'émission électronique et de la relaxation d'une distribution de porteurs "chauds" induite par l'impulsion *IR*.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les résultats de l'application du champ *THz* sur des pointes nanométriques de Tungstène (*W*) et d'Aluminium (*Al*). L'interaction d'une impulsion Terahertz (*THz*) avec une pointe nanométrique permet d'observer l'émission d'électrons lorsque la pointe est portée à un potentiel électrique élevé. Comme décrit dans le chapitre précédant, les impulsions *THz* sont générées par des impulsions laser *IR* concentrées dans l'air grâce au processus de filamentation dans l'air créé par l'impulsion fondamentale et sa seconde harmonique. Les impulsions *THz* collectées ont un large spectre de fréquences allant de 0,1 à 10 *THz*. Ces impulsions sont focalisées sur une pointe en tungstène ou en aluminium ayant un rayon de courbure avoisinant les 50 *nm*. L'effet de l'impulsion *THz* à la surface de la pointe est monitoré grâce au processus d'émission d'électrons déclenché par les impulsions *IR*. Grâce à une configuration pompe-sonde, en introduisant un délai entre les impulsions *IR* et les impulsions *THz* il est possible de mesurer le changement du flux d'électrons photoémis en fonction du délai. Le flux d'électrons est contrôlé par la valeur du champ *THz*, valeur qui change en fonction du délai. À partir du courant de photoelectron nous pouvons ainsi remonter à la forme du signal *THz*. Nous observons une réduction de la largeur du spectre du signal mesuré par émission d'électrons par rapport au signal *THz* en entrée. Nous allons présenter des mesures et des calculs qui démontrent que la réduction de la bande passante observée est une conséquence des propriétés d'antenne des pointes métalliques utilisées dans les expériences. Nous démontrons que le signal mesuré avec l'émission d'électrons de la nanopointe en tungstène ou aluminium est approximativement proportionnel à l'intégrale temporelle du signal *THz* incident. Les calculs en champ proche basés sur un modèle d'antenne dipolaire reproduisent qualitativement toutes les caractéristiques essentielles observées dans les mesures.

### 3.2 Montage Expérimental

Les impulsions *THz* sont générées par génération plasma à deux couleurs comme expliqué dans le chapitre (2) et ont un large spectre de fréquences allant de 0,1 *THz* à 10 *THz*. Ces impulsions *THz* sont utilisées dans une configuration pompe-sonde avec

des impulsions *IR* pour émettre des électrons provenant d'une nano-pointe en tungstène (*W*) polarisée. En mesurant l'émission d'électrons en fonction du délai entre les impulsions *IR* et *THz*, nous observons un rallongement du signal mesuré par émission d'électrons par rapport au signal *THz* excitateur, ce rallongement observé est principalement dû à l'effet d'antenne de la nanopointe. Cette hypothèse sera confirmée avec une nouvelle mesure sur la nanopointe en aluminium (*Al*). Ces mesures de photocurrent d'électrons permettent une meilleure estimation de la valeur maximale du champ *THz* au sommet de la pointe et une estimation du facteur d'exaltation.

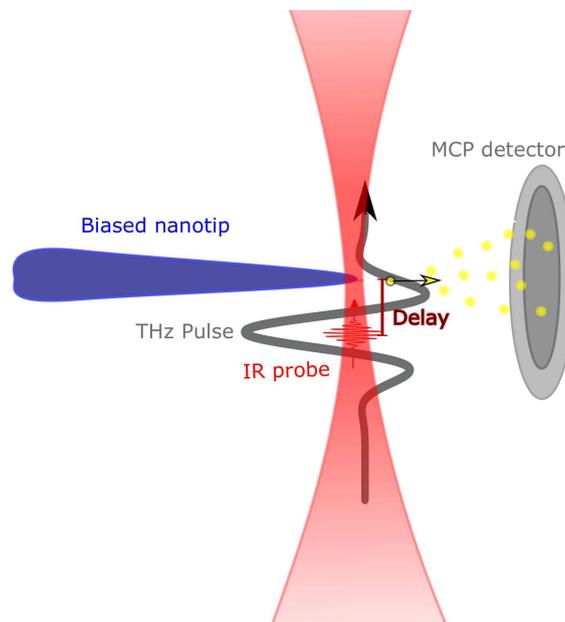


FIGURE 3.1 – Montage expérimental pour l'application *THz* à l'émission d'électrons. La polarisation appliquée à la pointe Tungstène est portée à  $-103\text{ V}$ . Les impulsions *IR* ont une énergie de  $8\text{ nJ}$  focalisées sur  $4\text{ }\mu\text{m}$  et d'une durée de  $50\text{ fs}$ . Le détecteur de particules synchronisées à la fréquence de répétition du laser de pompe.

Le dispositif expérimental utilisé dans cette étude est illustré en figure (3.1), il est composé d'une source pulsée *THz* et d'une source laser infrarouge, qui illuminent une pointe nanométrique de métal polarisée à une tension continue négative à l'intérieur d'une chambre à vide afin de déclencher l'émission d'électrons. Ces électrons émis sont collectés sur un détecteur de particules couplé à la détection synchrone. Au cours de l'expérience sur la pointe de *W* est polarisée à  $-105\text{ V}$  et l'impulsion *IR* est focalisée sur la pointe à travers le miroir sphérique avec un diamètre de  $40\text{ }\mu\text{m}$  de la tâche au point focal et une énergie d'environ  $8\text{ nJ}/impulsion$

Le système de détection *EO*, comme décrit au chapitre (2) est composé d'un cristal

*GaP* de  $100\ \mu\text{m}$  d'épaisseur, d'un prisme de *Wollaston* et de deux photodiodes équilibrées connectées à un amplificateur électronique du signal (*7265DualPhasedeAmetek*). Pour l'analyse des émissions d'électrons, le faisceau *THz* est focalisé sur la pointe nanométrique avec un miroir sphérique placé à l'intérieur de la chambre à vide ( $10^{-9}\ \text{mbar}$ ) juste derrière la pointe. La pointe *W* est préparée selon la méthode standard d'électropolissage. Le détecteur d'électrons est composé de deux galettes à microcanaux (*MCP*) et le signal *MCP* est amplifié et envoyé à la détection synchrone. La caractérisation des impulsions *THz* générées avec le système de détection *EO* est reportée sur la figure (3.2).

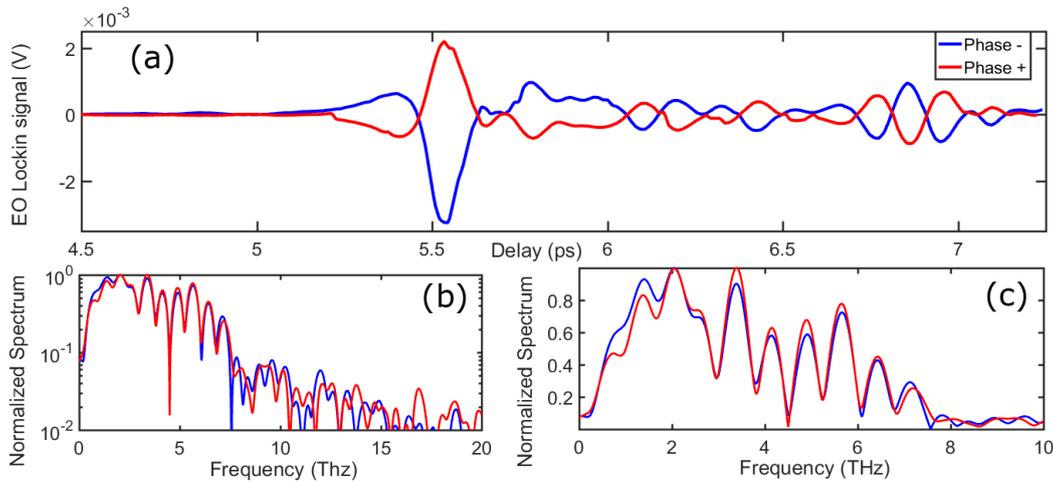


FIGURE 3.2 – Caractérisation électro-optique de nos impulsions THz mesurées pour les deux phases. (a) Signal temporel enregistré pour les deux phases. (b) et (c) Distribution spectrale de ces impulsions THz en échelle linéaire et logarithmique.

L'impulsion est mesurée avec deux phases inversées; c'est à dire que le signe de l'amplitude crête du champ *THz* est fixée positive et négative. Étant donné que la nanopointe est polarisée négativement, un champ électrique intense est généré à son extrémité. Selon la phase de l'impulsion *THz*, ce champ est maximisé ou minimisé au sommet de la pointe. Le spectre obtenu par FFT du signal temporel de la figure 3.2 (a) diminue fortement pour une fréquence supérieure à  $8\ \text{THz}$ , en raison de l'absorption de phonons optiques due à la structure cristalline du *GaP*. L'amplitude du champ *THz* est calculée à partir de la différence entre l'intensité mesurée sur chaque photodiode et à partir des paramètres électro-optiques du cristal de *GaP* par la formule (2.2). Une amplitude de  $100\ \text{kV/cm}$  est mesurée, cette valeur est réduite de 30% lorsque le faisceau *THz* est introduit à l'intérieur de la chambre d'analyse en raison du facteur de transmission de la fenêtre en diamant.

### 3.3 Résultats

Les électrons sont émis et détectés. Comme le montre la figure (3.3), le signal issue de l'amplificateur à détection synchrone lié à la détection d'émission électronique augmente linéairement en fonction de la tension continue appliquée, à puissance laser constante (sans THz). Par conséquent, une correspondance entre la tension continue et le signal d'émission peut être établie.

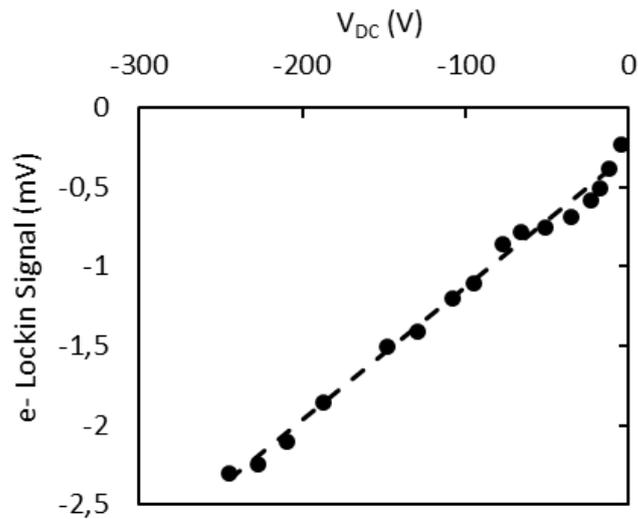


FIGURE 3.3 – Évolution du signal de courant électronique en fonction de la polarisation appliquée sous impulsions *IR* d'une énergie de  $8 \text{ nJ}$  focalisées sur  $4 \mu\text{m}$  et d'une durée de  $50 \text{ fs}$ , pour l'échantillon de tungstène.

Ensuite, un miroir mobile est utilisé pour régler le délai entre l'impulsion *IR* et l'impulsion *THz* pour procéder à la mesure pompe-sonde. La mesure pompe-sonde est reportée sur la figure (3.4) : le signal de courant électronique est enregistré pour les deux phases du champ *THz*. Avant l'arrivée de l'impulsion *THz*, entre  $-5$  et  $-2 \text{ ps}$ , une valeur constante du signal est mesurée ( $1 \text{ mV}$ ). Elle correspond à l'émission électronique sans contribution *THz* : l'impulsion *THz* atteint la pointe après l'impulsion *IR*. Cette partie signifie que dans ce cas l'impulsion *THz* n'a aucune influence sur le signal d'émission électronique [72]. Pour un retard supérieur à  $-2 \text{ ps}$ , le courant d'émission est fortement affecté par l'impulsion *THz* : son champ est combiné au champ statique produit par le  $-105 \text{ V}$  sur la pointe nanométrique lorsque l'impulsion *IR* atteint l'échantillon. Lorsque l'amplitude du champ *THz* est négative et arrive en même temps sur la pointe que l'impulsion *IR*, la polarisation effective de la pointe nanométrique est plus élevée, et par conséquent l'émission du champ est fortement amplifiée. D'autre part, lorsque le

champ THz est positif, il est soustrait au champ statique et l'émission est réduite. Si le champ positif THz est suffisamment fort, l'émission est annulée. Cet effet est clairement visible avec deux phases opposées de l'impulsion THz sur la figure 3.4.

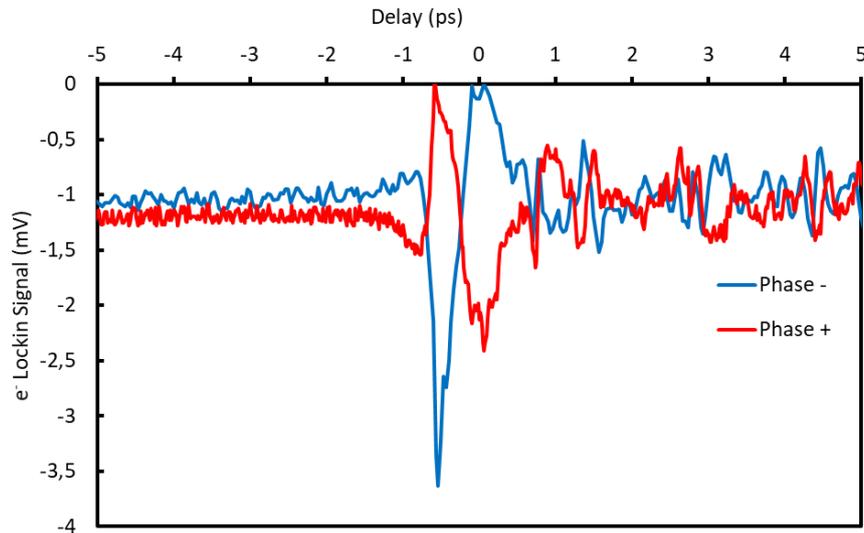


FIGURE 3.4 – Évolution du signal d'émission électronique dans une expérience de pompe-sonde d'émission d'électrons issus d'une nanopointe polarisée à  $-105\text{V}$ . La pompe IR est réglée sur  $8\text{nJ}$  et la sonde THz est caractérisée sur la figure 3.2

Grâce à la mesure d'étalonnage indiquée sur la figure 3.3, le signal mesuré est converti en polarisation statique équivalente appliquée à la pointe. Les potentiels équivalents sont rapportés sur la figure 3.5. Par conséquent, le signal d'entrée THz de  $54\text{ kV/cm}$  correspond à une augmentation équivalente de la tension négative de  $320\text{ V}$ . En comparant cette polarisation de pointe équivalente en fonction du retard à la mesure électro-optique de notre signal THz, il est possible de constater les différences suivantes :

- La demi largeur du pic principal est d'environ  $120 \pm 20\text{ fs}$  pour le signal EO et de  $260 \pm 20\text{ fs}$  pour le signal de polarisation de pointe équivalent.
- Des déviations après le monocycle principal entre la mesure par émission d'électrons et la mesure EO, notamment des oscillations plus importantes après le pic principal dans la mesure par émission d'électrons.
- Contrairement à la mesure EO, le potentiel de pointe équivalent ne montre pas les artefacts dues aux réflexions internes du cristal EO du pic principal.

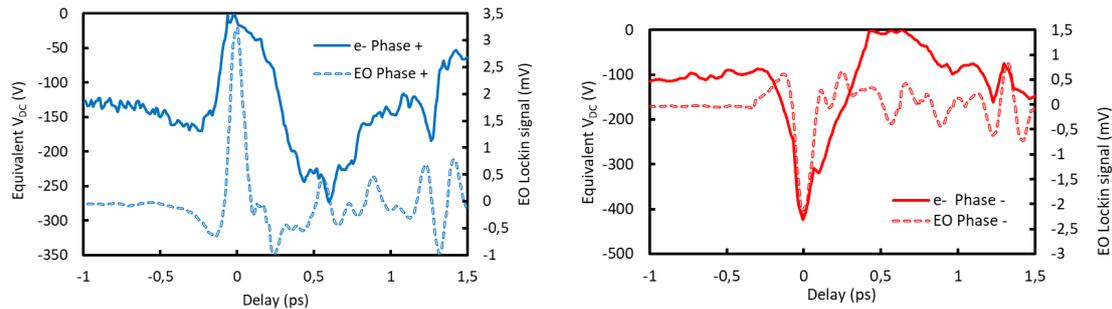


FIGURE 3.5 – La tension équivalente, qui doit être appliquée à la pointe pour atteindre le courant d'émission d'électrons mesuré et le signal mesuré d'*EO* pour l'impulsion *THz* dans deux phases différentes.

Les spectres du signal *EO* et de l'émission d'électrons sont calculés par *FFT* et reportés sur la figure 3.6. Le spectre du signal d'émission électronique est différent du signal *EO*; il est décalé vers les basses fréquences comprises entre 0,1 et 2 *THz* et son amplitude décroît d'un ordre de grandeur pour les fréquences supérieures à 2 *THz*.

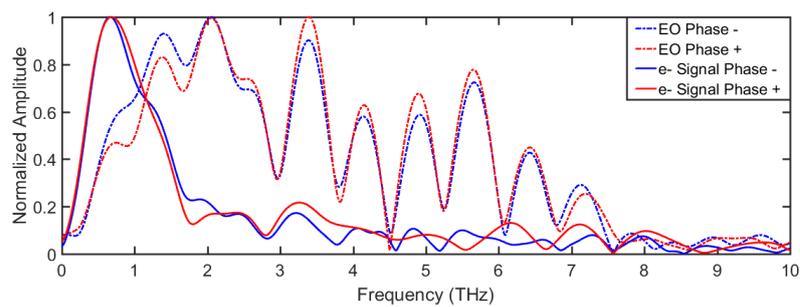


FIGURE 3.6 – Transformée de Fourier de l'impulsion *THz* et du flux électronique émis pendant la mesure pompe-sonde sur la pointe *W* pour les deux phases.

Afin de donner une première explication à ce fort décalage de fréquences entre le champ *THz* et le courant électronique, nous considérons l'effet de la forme du nanoémetteur. Il a été rapporté que les structures ou objets nanométriques, sous forme de pointes ou de fentes, présentent une amplification de champ en fonction de la fréquence et de la taille de l'objet [73]. Ces travaux ont signalé que le champ local près de l'objet est fortement amplifié dans le domaine *THz* lorsque la taille de l'objet diminue. De plus, le facteur d'exaltation ( $\xi$ ) dépend de la fréquence ( $f$ ) et varie comme  $1/f$ . Par conséquent,

l'impulsion THz qui éclaire la pointe est fortement amplifiée aux basses fréquences par rapport aux hautes fréquences [74].

Cet explication s'est avérée insuffisante pour expliquer toutes les différences entre la mesure par émission d'électrons et la mesure EO. En effet, pour les nanoparticules métalliques dont la taille se situe dans la plage de la longueur d'onde incidente, les effets d'antenne doivent être considérés. La fonction diélectrique complexe d'un métal en combinaison avec une géométrie de nanostructure détermine la réponse optique d'une nanopointe à un champ incident. Pour les fréquences infrarouges et visibles, les nanostructures agissent comme des antennes optiques qui présentent des conditions de résonance pour une excitation plus efficace similaire aux antennes macroscopiques. Contrairement aux antennes radio, la profondeur de pénétration du champ dans le métal, c'est-à-dire l'épaisseur de peau et l'inertie des électrons dans l'antenne doivent être prises en compte.

Cependant, un aperçu physique est obtenu en utilisant un modèle simple, dans lequel nous traitons la nanopointe comme un dipôle oscillant. Nous pouvons ainsi écrire pour la composante du champ électrique parallèle à la nanopointe métallique [75] :

$$E_{\parallel} = \frac{\mu_0 c^2}{4\pi} \frac{p}{r^3} \quad (3.1)$$

Où  $p$  est le moment dipolaire oscillant pris pour être orienté le long de la pointe et  $r$  est la distance par rapport au dipôle. L'équation (3.1) montre que le champ proche mesuré doit être proportionnel au moment dipolaire  $p$ . Nous relierons maintenant le moment dipolaire au champ électrique THz incident à l'aide d'un modèle d'antenne. L'équation de continuité nous donne une relation entre le moment dipolaire  $p$  et le courant  $I_{THz}$  dans une antenne,

$$p(t) \propto \int_{-\infty}^t I_{THz}(t') . dt' \quad (3.2)$$

Pour des raisons de simplicité, nous supposons que le courant est le même le long de l'antenne. Une relation entre le courant et le champ électrique THz incident peut être obtenue en traitant l'antenne comme un simple réseau électronique constitué d'une résistance aux radiations  $R_r$ , d'un condensateur  $C$  et d'une inductance  $L$ , tous en série. La

«tension» motrice  $V_{THz}$  de ce réseau est le champ électrique THz incident  $E_{THz}$ . La relation entre ce champ électrique et le courant induit  $I_{THz}$  pour ce réseau dans le domaine fréquentiel est

$$I_{THz}(\omega) \propto \frac{E_{THz}(\omega)}{R_r + j(\omega L - \frac{1}{\omega C})} \quad (3.3)$$

La relation entre la fréquence incidente et la fréquence de résonance détermine l'efficacité d'excitation et le retard de phase entre l'onde incidente et le champ proche de l'antenne. Si nous supposons, pour simplifier, que  $L = 0$  et les valeurs de  $R_r$  et  $C$  sont grandes, c'est à dire que la fréquence de résonance est inférieure à la fréquence du champ incident, alors l'équation (3.3) peut être approximée par  $I_{THz}(\omega) = \frac{E_{THz}(\omega)}{R_r}$ , qui est équivalent à  $I_{THz}(t) = \frac{E_{THz}(t)}{R_r}$ . C'est le régime du couplage résistif. En utilisant l'équation (3.2), cela nous donne  $E_{\parallel} \propto p(t) \propto \int_{-\infty}^t E_{THz}(t') \cdot dt'$ , montrant que le champ proche est proportionnel à l'intégrale dans le temps du champ incident [75].

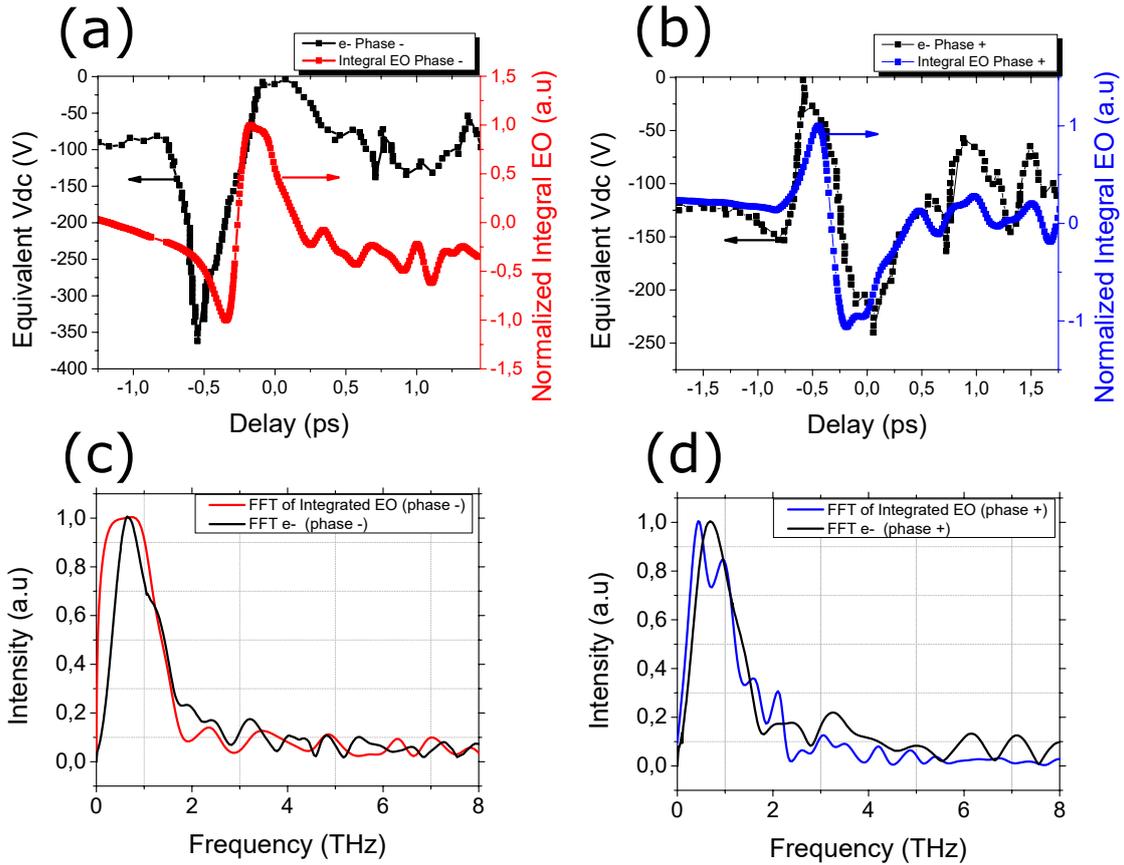


FIGURE 3.7 – Tracé temporel et spectral du signal mesuré par émission d'électrons sur la nanopointe de tungstène et l'intégrale temporelle du signal mesuré par détection EO. (a) et (b) Signal temporel mesuré avec l'émission d'électrons et l'intégrale du signal mesuré par EO pour les deux phases. (c) et (d) Distribution spectrale normalisée de ces signaux pour les deux phases.

La figure (3.7) (c) et (d) représente les spectres des signaux mesurés par émission d'électrons et l'intégrale temporelle du signal mesurée par la détection EO pour la phase négative (respectivement positive). Nous remarquons que le pic principal est rallongé temporellement ainsi que les oscillations qui suivent le pic principal sont bien reproduites par l'intégrale du signal EO, le spectre du signal calculé est compressé, suivant bien le spectre du signal mesuré par émission d'électrons, montrant ainsi l'importance de considérer l'effet antenne de la nanopointe de tungstène. On note que l'intégration dans le domaine temporel est équivalent à une multiplication par  $1/\omega$  dans le domaine fréquentiel de sorte que les spectres en champ proche mesurés perdent une grande partie de leur contenu haute fréquence. L'intégrale reproduit bien la même amplitude pour les pics positifs et négatifs mesurés avec émission d'électrons en phase positive. Ceci sera bien autant plus confirmé par les résultats d'une nouvelle mesure faite sur une

nanopointe en aluminium.

Nous nous mettons dans des conditions similaires à l'analyse de la pointe (*W*), nous préparons une nanopointe en aluminium par la méthode standard d'électro-polissage polarisé à un potentiel de  $V_{dc} = -500V$ , Nous illuminons cette pointe avec des impulsions *IR* d'une énergie de  $16 nJ$  par impulsion, ainsi que l'impulsion *THz*. Il est à noter que l'impulsion *THz* seule ne permet pas de déclencher l'émission d'électrons. Après avoir établi une correspondance entre la tension continue et le signal d'émission pour la pointe en aluminium (comme pour le cas de la pointe en tungstène), nous calibrons le signal pour les deux phases des impulsions *THz*, comme le montre la figure (3.8)

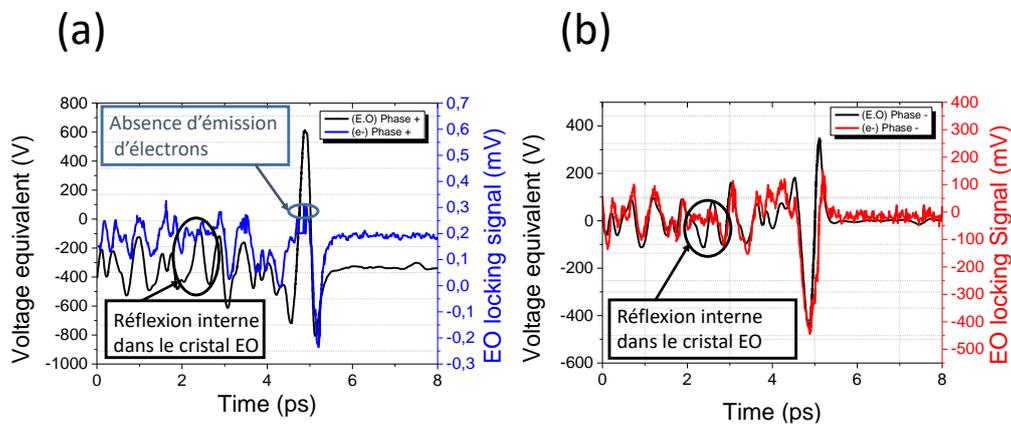


FIGURE 3.8 – La tension équivalente, qui doit être appliquée à la pointe d'aluminium pour atteindre le courant d'émission d'électrons mesuré et le signal *EO* mesuré pour l'impulsion *THz* après calibration. (a) Pour l'amplitude crête positive de l'impulsion *THz*. (b) Pour l'amplitude crête négative de l'impulsion *THz*

Nous remarquons qu'après calibration, le signal mesuré à travers l'émission d'électrons est temporellement plus large que le signal mesuré par détection électro-optique pour les deux phases positive et négative de l'impulsion *THz*. On note que la réflexion interne dans le cristal n'est pas détecté dans l'émission d'électrons. Les différences constatées entre les deux mesures sont les mêmes que dans le cas du tungstène. Après le cycle optique principal, des oscillations se produisent dans les mesures d'émissions d'électrons qui n'apparaissent pas dans la trace *EO*.

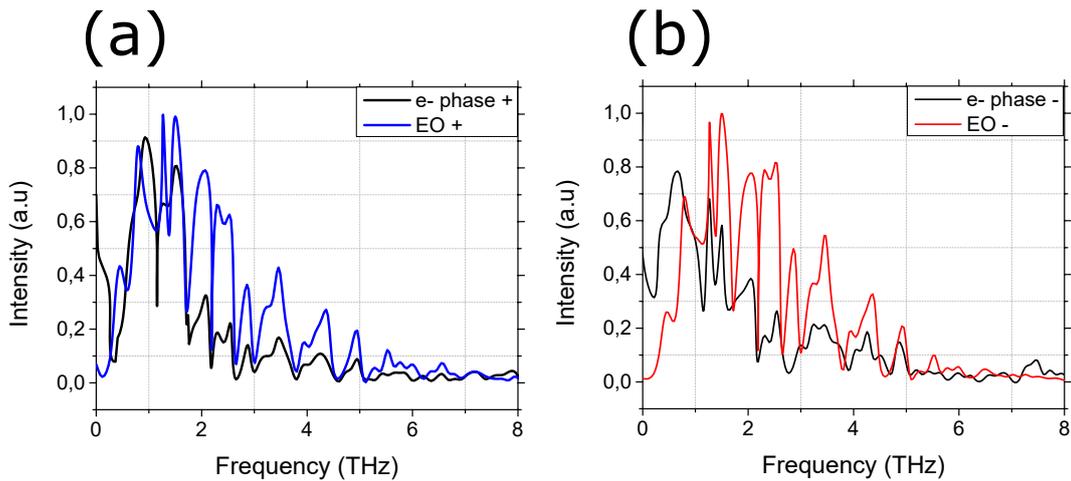


FIGURE 3.9 – Spectre normalisé du signal mesuré par émission d'électrons sur la nanopointe de en aluminium et le signal mesuré par détection EO. (a) Pour l'amplitude crête positive de l'impulsion THz. (b) Pour l'amplitude crête négative de l'impulsion THz

La figure (3.9) présente le spectre normalisé des signaux mesurés précédemment, on remarque que les modulations dans les spectres se correspondent entre la mesure par émission d'électrons et la détection EO, ces modulations sont principalement dues au fait que l'impulsion est affectée par l'humidité au cours de sa propagation jusqu'au système de détection, cependant le spectre du signal mesuré avec la détection EO contient des composantes hautes fréquences plus importantes que celles mesurées par émission d'électrons, pour la phase positive et négative.

En tenant compte de l'effet d'antenne de la pointe en aluminium, nous calculons l'intégrale du signal mesuré par détection EO que nous présentons sur la figure (3.10).

La figure (3.10-(a) et (b)) compare le signal mesuré par l'émission d'électrons et le signal reconstruit à partir de la mesure EO, en tenant compte de l'effet d'antenne de la nanopointe en aluminium. L'intégrale du signal EO reproduit bien le comportement oscillatoire après le pic principal de la mesure par émission d'électrons, pour les phases positive et négative. La figure (3.10-(c) et (d)) illustre le spectre des deux signaux pour les deux phases. Ces courbes reproduisent les caractéristiques essentielles des mesures par émission d'électrons de la nanopointe en aluminium. En comparant la figures (3.10-(c) et (d)) et la figure (3.9), la forme spectrale est conservée entre le signal EO mesuré et l'intégrale du signal EO calculé, cependant les composantes hautes fréquences sont moins importantes dans le cas du signal EO intégré pour les deux phases, se rapprochant ainsi du signal mesurée par émission d'électrons.

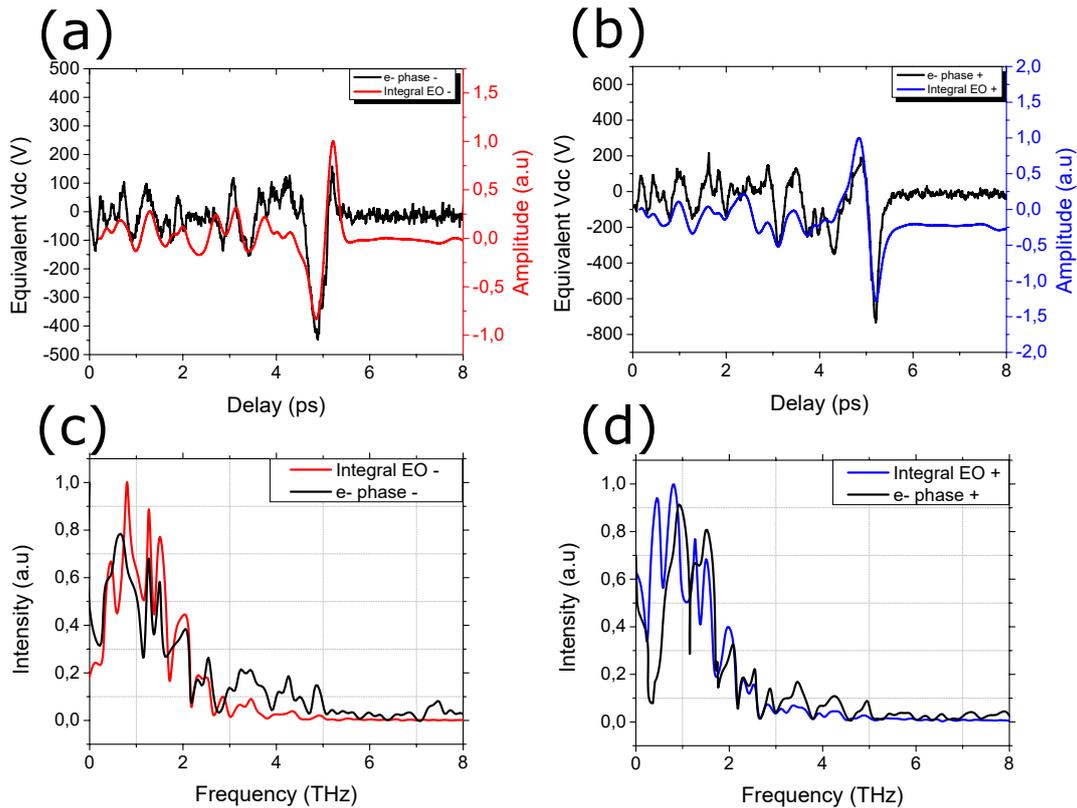


FIGURE 3.10 – Tracé temporel et spectral du signal mesuré par émission d'électrons sur la nanopointe en aluminium et l'intégrale temporelle du signal mesuré par détection EO. (a) et (b) Signal temporel mesuré avec l'émission d'électrons et l'intégrale du signal mesuré par EO pour les deux phases. (c) et (d) Distribution spectrale normalisée de ces signaux pour les deux phases.

Au regard des résultats obtenus, nous remarquons particulièrement que le signal mesuré par émission d'électrons sur la nanopointe en tungstène (W) est différent du signal EO, tandis que le signal mesuré par émission d'électrons sur la nanopointe en aluminium est plus proche du signal mesuré par détection EO. La différence peut s'expliquer par le fait que les signaux mesurés par détection EO sont différents entre les deux mesures. La différence est d'autant plus visible sur les spectres de ces deux signaux mesurée par détection EO. À partir de ces mesures, une conclusion immédiate et importante peut être tirée : dans les expériences d'émission d'électrons, dans nos conditions d'analyse, le spectre mesuré par l'émission d'électrons ne peut pas être supposé le même que le spectre de l'impulsion THz incidente.

### 3.4 Conclusion

En conclusion, nous avons étudié l'interaction d'une pointe nanométrique de tungstène et d'une impulsion THz. Afin de mesurer cette interaction, nous avons utilisé une configuration pompe-sonde basée sur l'émission d'électrons par une nanopointe, car le processus est sensible à l'effet de pointe et la technique pompe-sonde nous permet de mesurer un processus ultra-rapide avec une bonne résolution temporelle. Nous avons montré que si les impulsions THz générées par le plasma ont une large bande passante allant de 1 THz à plus de 10 THz mesurée avec la détection EO, le signal mesuré avec l'émission d'électrons présente une bande spectrale plus réduite n'allant pas au-delà de 2 THz. Nous avons effectué des mesures qui démontrent que la réduction de la bande passante observée dans les expériences d'émission d'électrons est causée par les propriétés d'antenne de la nanopointe métallique utilisée dans ces expériences. La relation entre la fréquence incidente et la fréquence de résonance détermine l'efficacité d'excitation et le retard de phase entre l'onde incidente et le champ proche de l'antenne. Les nanopointes métalliques peuvent être considérées comme une antenne semi-infinie, et le fait que le foyer optique ne couvre qu'une partie de la structure complique la description exacte du champ proche. En général, une amplification du champ plus élevée peut être attendue pour des longueurs d'ondes plus longues en raison d'amplitudes d'oscillations plus importantes des charges de surface dans le métal. Dans la gamme THz, le champ proche devrait être principalement en phase avec le champ THz incident, à condition que la longueur d'onde d'excitation est plus grande que la longueur d'onde de résonance.

## Chapitre 4

# Sources laser dans le moyen infrarouge

### 4.1 Introduction

L'augmentation spectaculaire de la disponibilité des sources de lumière dans l'infrarouge moyen au cours des dernières années peut être largement attribuée au développement de nouveaux matériaux et à l'amélioration de la qualité des matériaux existants. Les sources typiques de rayonnement infrarouge moyen incluent les lasers à l'état solide, les lasers à fibre, les lasers à semi-conducteurs et les dispositifs optiques non-linéaires avec des modes de fonctionnement allant du continu (CW) au régime impulsionnel ultracourt. Le rayonnement laser dans cette gamme spectrale permet d'explorer une multitude d'applications novatrices, comme dans le domaine médicale [76] ou dans le domaine pharmaceutique [77]. Ce chapitre a pour objectif de donner un bref aperçu des sources cohérentes couvrant la gamme spectrale de l'infrarouge moyen autour de  $3 \mu m$  en nous focalisant sur les sources opérant en régime d'impulsions ultra-brèves. Nous discuterons d'abord des technologies lasers à base de cristaux dopés aux ions métalliques et des sources secondaire à base de cristaux non-linéaires. Ensuite nous aborderons les progrès réalisés par les sources à base de fibres optiques en verres fluorés. La deuxième partie de ce chapitre sera consacrée à la présentation de la plateforme numérique exploitée pour la conception des sources ultrarapides développées dans ces travaux.

### 4.1.1 Sources lasers solides dans le moyen infrarouge

Parmi les milieux les plus performants pour la génération de rayonnements lumineux dans le moyen infrarouge on trouve des matériaux dopés aux ions métalliques de transition du groupe fer. Ces ions présentent une forte interaction entre les états électroniques et les vibrations du réseaux cristallin (phonons) qui entraîne un fort élargissement homogène de la largeur de bande du gain. Un exemple bien connu de ce type de lasers est le laser titane-saphir avec une bande passante extrêmement large capable de produire des impulsions aussi courtes que  $4,3 \text{ fs}$  [78]. La figure (4.1) présente ce large spectre d'émission ( $0,65$  à  $1,1 \mu\text{m}$ ), ainsi que son équivalent dans l'IR-moyen, basé sur les verres hôtes de  $\text{ZnSe}$ ,  $\text{ZnS}$  et  $\text{CdSe}$ .

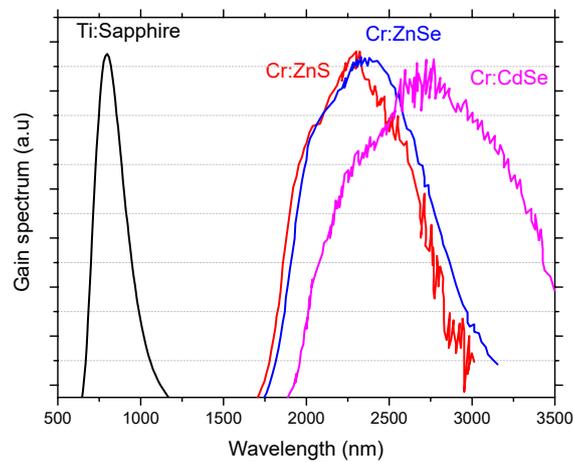


FIGURE 4.1 – Spectre de gain pour divers matériaux utilisés comme dopant dans différents cristaux (Titane et Chrome) [79].

Ces dopants subissent un élargissement considérable via une interaction avec le réseau environnant. Le *Ti : saphir* s'est avéré être un matériaux de choix pour la réalisation de sources laser opérant dans le *proche - IR*, comme le chrome (*Cr*) incorporé dans des matériaux tels que le *ZnSe*, est un matériau attractif pour le *moyen - IR*. En effet, le *ZnSe* présente une transmission optique qui s'étend entre  $0,45$  et  $20 \mu\text{m}$ . Le dopage de ces verres avec du chrome ( $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$ ) permet des émissions de  $1,9 \mu\text{m}$  à  $3,3 \mu\text{m}$  [80]. Le développement d'oscillateurs à verrouillage de modes à base de ces cristaux a attiré beaucoup d'attention ces dernières années [81]; [82]. Ainsi, l'exploitation du mécanisme de blocage de modes par lentille Kerr (KLM pour Kerr-lens mode-locking) a permis de

générer des impulsions aussi courtes que 95 fs autour de 2420 nm dès 2009 [83]. L'optimisation de la dispersion intra-cavité a permis de réaliser des sources d'impulsions de quelques cycle optiques du durée autour de  $2.5 \mu\text{m}$  [84]; [85]. Cependant, bien que la technique *KLM* soit plus facile à mettre en œuvre dans cette gamme spectrale elle est moins compatible avec une exploitation industrielle en raison de sa forte sensibilité à l'environnement. La mise en œuvre de nouveaux absorbants saturables à base de semi-conducteurs, de nanotubes de carbone ou du graphène permet aujourd'hui d'atteindre des performances exceptionnelles avec la production d'impulsions aussi courtes que 41 fs et des puissances moyennes de quelques centaine de milliwatts [86]. L'amplification directe permet d'atteindre quelques watts de puissance moyenne permettant ainsi d'envisager des applications en optique non-linéaire [87];[88]. Très récemment des impulsions sub-100-fs avec des énergies de quelques millijoules ont pu être produites à partir d'un amplificateur à dérive de fréquence à  $2.5 \mu\text{m}$  [89]. Cependant, la courte durée de vie de la transition laser des cristaux  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  nécessite l'emploi de lasers impulsions de type  $\text{Ho} : \text{YAG}$  avec des architectures complexe. Pour parvenir à des longueurs d'ondes plus grandes, le milieu à gain  $\text{Fe}^{2+} : \text{ZnSe}$  possède une plage d'émission extrêmement large allant de  $3,77 \mu\text{m}$  à  $5,05 \mu\text{m}$  [90]. Des impulsions d'une durée de l'ordre de la nanoseconde avec une longueur d'onde ajustable sur une plage de  $4.1 \mu\text{m}$  à  $4.3 \mu\text{m}$ , produites en régime déclenché (*Q – Switch*) ont été rapportées [91], mais à ce jour, aucune performance en régime ultra-rapide n'a été démontrée. Cela reste un domaine intéressant à étudier car ces lasers vibroniques ont une assez large bande passante pour supporter des impulsions ultra-courtes.

#### 4.1.2 Sources lasers non-linéaires dans le moyen infrarouge

L'amplification paramétrique optique (OPA, Optical Parametric Amplification) est un processus non-linéaire de second ordre dans lequel trois ondes lumineuses interagissent dans un milieu à travers la susceptibilité  $\chi^{(2)}$ . Ce mécanisme peut être exploité en cavité résonnante comme la figure (4.2), on parle alors d'oscillateur paramétrique optique (OPO). Le principe de l'amplification paramétrique est décrit dans la Figure (4.2), qui montre le cas d'un photon pompe s'annihilant pour générer deux photons d'énergies différentes (le photon signal et le photon complémentaire (*idler*)).

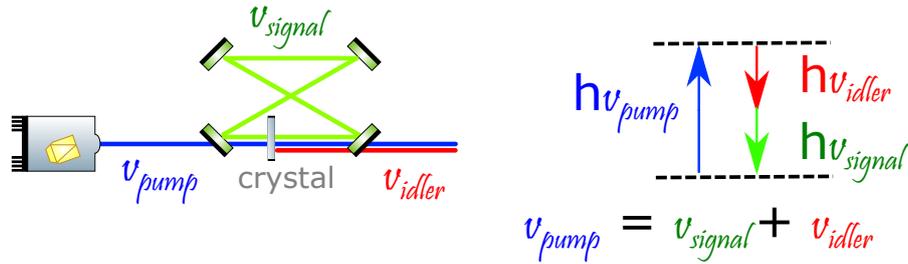


FIGURE 4.2 – Schéma d'un oscillateur paramétrique optique, un laser basé sur un processus paramétrique. Un cristal non-linéaire convertit deux photons de pompe en une paire signal / idler (de fréquences différentes) pouvant osciller à l'intérieur d'une cavité résonante.

L'amplification paramétrique optique a été utilisée avec succès pour générer des impulsions ultra-courtes dans le proche infrarouge et le moyen infrarouge [92].

Des matériaux tels que le niobate de lithium ( $LiNbO_3$ ) sont favorables en raison de leur fort coefficient non-linéaire et de leur capacité à être en quasi-accord de phase. Avec une transparence pouvant atteindre  $5 \mu m$ , l'impulsion de pompe en proche infrarouge a été convertie en impulsions d'une durée de  $320 fs$  située autour de  $4 \mu m$  dans un dispositif à un seul passage [93]. En choisissant des cristaux appropriés (tels que  $AgS$  et  $AgSe$ ), une émission accordable de  $1 \mu m$  à  $7,5 \mu m$  a également été obtenue [94]. La couverture en longueur d'onde dépend fortement des fréquences de pompe utilisées pour le mélange. Cependant, les dispositifs paramétriques utilisant des cristaux tels que  $AgGaS_2$  et  $AgGaSe$  [95] permettent un accord extrêmement large bande dans le moyen infrarouge. Plus récemment, le  $GaAs$  sous forme d'empilement périodique des lames de cristaux d'orientations différentes (*Orientation Patterned – GaAs*) ( $OP - GaAs$ ), a suscité de l'intérêt en raison de sa grande transparence ( $0,7 \mu m - 17 \mu m$ ) et de sa capacité [95].

Bien que la technologie OPA ait ses avantages, son utilisation en tant que source pour des impulsions à haute énergie ultrarapides et à moyen infrarouge présente certaines limites. Le premier est une question purement pratique : bon nombre des matériaux non-linéaires les plus couramment utilisés dans le visible et le proche infrarouge sont absorbants dans le moyen infrarouge. Par exemple, la transmission de BBO chute après  $2 \mu m$  et est presque entièrement absorbante au-dessus de  $3 \mu m$ . Alors que les matériaux peuvent encore être utilisés dans les régions où ils sont partiellement absorbants, cela réduit à la fois l'efficacité du système et induit une augmentation de température dans le cristal qui doit être extraite. Une autre limitation significative est tout simplement que

lorsque nous passons à des énergies de pompe de plus en plus élevées, nous avons besoin de cristaux de plus en plus grands. Cela est particulièrement problématique pour les systèmes OPA dans le moyen infrarouge, car plusieurs matériaux non-linéaires utilisés qui fonctionnent dans le moyen infrarouge ne peuvent être fabriqués qu'avec de très petites tailles d'ouverture.

Une technologie prometteuse qui répond potentiellement à ces limitations est l'amplification optique pulsée paramétrique (OPCPA : "Optical Parametric Chirped Pulse Amplification"). OPCPA permet une amplification directe de larges bandes passantes avec un gain élevé, tout en préservant la phase de l'enveloppe (CEP : "Carrier-Envelope Phase") des impulsions sources [96]. La nature instantanée du processus réduit les effets thermiques à l'intérieur du milieu non linéaire et permet un pompage à haute puissance sans émission amplifiée en dehors de la fenêtre temporelle de l'impulsion de pompe. Des puissances de sortie OPCPA atteignant 22 W à un taux de répétition de 1 MHz (22  $\mu$ J d'énergie d'impulsion) [97] et 15 W à 300 kHz (50  $\mu$ J) ont été démontrées [98]. Cependant, la technologie OPCPA nécessite plusieurs étages d'amplification qui rend le montage encombrant et est souvent limitée par l'efficacité de conversion.

### 4.1.3 Sources lasers à fibre dans le moyen infrarouge

Le premier laser à fibre optique a été construit en 1961 par Elias Snitzer et ses collègues peu après l'invention du laser [99]. Contrairement aux autres types de lasers, la cavité laser est généralement formée par des réseaux de Bragg photo-inscrits directement dans le coeur de la fibre à gain pour former une cavité laser. La fibre active est habituellement dopée avec des ions de terres rares tels que l'erbium ( $\text{Er}^{3+}$ ), l'ytterbium ( $\text{Yb}^{3+}$ ), le thulium ( $\text{Tm}^{3+}$ ), l'holmium ( $\text{Ho}^{3+}$ ), le néodyme ( $\text{Nd}^{3+}$ ) et le praséodyme ( $\text{Pr}^{3+}$ ). L'incorporation de ces ions de terres rares dans différentes matrices vitreuses permet de réaliser des sources lasers à différentes longueurs d'ondes allant du visible au moyen infrarouge. Les lasers à fibres optiques se sont révélés être des sources clés pour la recherche et l'industrie. L'avantage des lasers à fibre réside dans le fait que la cavité est compacte, efficace et robuste aux changements environnementaux. Par ailleurs, ils offrent une très bonne qualité de faisceau et un faible coût comparé aux autres technologies à base de cristaux massifs. Avec le développement exceptionnel des technologies optiques, fortement tirées par les industries des télécommunications, d'usinage et

de métrologie, les performances des lasers à fibre ont fortement progressé ces dernières années en particulier dans le proche infrarouge autour de  $1\mu m$ . Ceci est dû à la forte efficacité quantique de l'ion ytterbium émettant autour de  $1040\text{ nm}$  et à la disponibilité de diodes de fortes brillances autour de son pic d'absorption centré à  $976\text{ nm}$ .

La géométrie de la fibre optique, qui présente un rapport *surface/volume* élevé, est favorable à une dissipation thermique efficace permettant ainsi un fonctionnement à forte puissance moyenne. En effet, des lasers à fibre opérant en régime continu avec une très bonne qualité de faisceau et des puissances au-delà de  $1\text{ kW}$  sont disponibles dans le commerce. Par ailleurs, la combinaison cohérente de plusieurs lasers permet d'atteindre quelques dizaines de kW. Ces performances sont également le fruit des avancées remarquables réalisées dans la fabrication des fibres optiques en silice à larges aires modales. Les meilleures performances obtenues en régime d'impulsions ultracourtes s'appuient sur l'amplification à dérive de fréquence dans des fibres microstructurées à larges aires modales, permettant de dépasser le millijoule à quelques dizaines de kHz et  $2\text{ kW}$  de puissance moyenne à haute cadence [100]; [101].

Cependant, les lasers à fibre optique ne couvrent qu'une petite partie de la région de l'IR moyen. La raison principale en est que les fibres optiques standard sont principalement constituées de silice ( $\text{SiO}_2$ ), qui devient opaque au-delà de  $2,2\mu m$  en raison de ses fortes absorptions vibrationnelles dont l'intensité augmente avec la longueur d'onde. En conséquence, la plus grande longueur d'onde d'un laser à fibre silice est de  $2,21\mu m$  [102]. Néanmoins, les lasers à fibre en silice dopée aux ions thulium et holmium fonctionnant entre  $1,9$  et  $2,1\mu m$  ont montré des performances élevées avec la démonstration de systèmes à puissance moyenne en kW [103]. Le tableau (4.1) présente quelques réalisations de lasers impulsions à base de fibre en silice dopée en terres rares. En particulier, l'extension de la technologie des fibres microstructurées aires-silice au dopage thulium a permis de générer des impulsions sub-picosecondes de plusieurs centaines de microjoules d'énergie [104]. Cependant, pour aller plus loin dans les longueurs d'onde de l'infrarouge moyen, il faut inévitablement abandonner la matrice en silice et rechercher de nouveaux matériaux.

Laser à fibre dopée :	$\tau_{duree}$ (fs)	$\lambda_0$ (nm)	$P_{moy}$ (mW)	Références
Silice / $Tm^{3+}$	58	1925	506	[105]
Silice / $Tm^{3+}$	119	1912	7,8	[106]
Silice / $Tm^{3+}/Ho^{3+}$	315	1968	22	[107]
Silice / $Ho^{3+}$	160	2060	40	[108]

TABLE 4.1 – Quelques performances des lasers impulsionnels dans le moyen infrarouge avec la fibre silice.

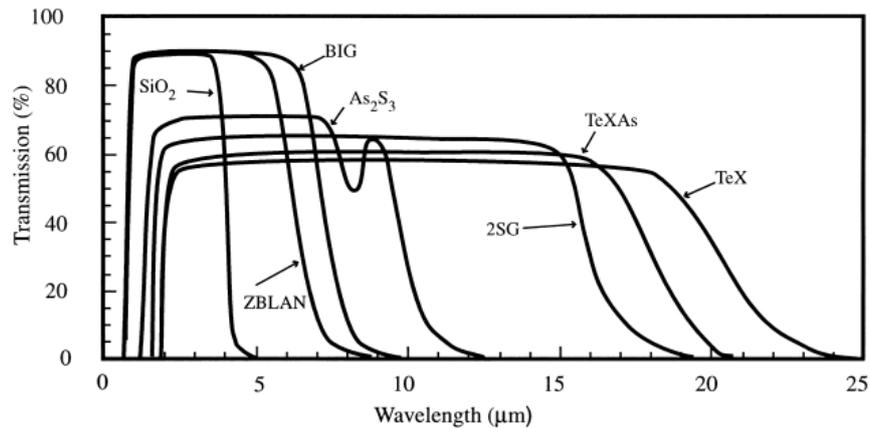


FIGURE 4.3 – Transmission relative de divers types de verres pour la fibre optique. La silicate ( $SiO_2$ ) a l'énergie de *phonon* la plus élevée et empêche la transmission au-delà de  $2 \mu m$ , alors que les verres ZBLAN et chalcogénure peuvent s'étendre plus profondément dans l'infrarouge moyen. Figure adaptée de la référence [109].

La figure (4.3) montre la transmission relative de divers verres (d'épaisseur allant de 2 à 3 mm [110]) pouvant être étirés en fibres. Comme mentionné précédemment, la transmission du verre de silice chute rapidement pour des longueurs d'ondes supérieures à  $2,1 \mu m$ . La figure (4.3) montre d'autres verres avec des énergies de phonons plus basses que la silice, permettant la transmission à des longueurs d'ondes plus longues. L'application de ces verres peut être divisée en deux classes : support de transport de la lumière (*transport*) et laser à fibre (génération). Les fibres passives sont souvent nécessaires pour pouvoir prendre en charge le débit large bande à hautes puissances pour les applications de défense. En ce qui concerne la génération de lumière laser, les verres de chalcogénure basés sur le groupe des chalcogènes (éléments du groupe 16) comprenant du soufre, du sélénium et du tellure sont une alternative intéressante. Ils sont généralement associés à d'autres matériaux pour former une matrice de verre. La figure (4.3) montre la transmission du verre de chalcogénure largement utilisé, de formule chimique  $As_2S_3$ , qui est

transparent jusqu'à  $12 \mu\text{m}$ . Les verres de chalcogénure ont montré des performances laser à une longueur d'onde de  $1,06 \mu\text{m}$  à partir d'une fibre de sulfure de gallium-lanthane dopée au néodyme [111]. Cependant, à notre connaissance, aucune démonstration de l'effet laser à d'autres longueurs d'ondes n'a été démontré malgré les efforts considérables déployés ces dernières années [112]. Une grande partie des problèmes rencontrés ont été discutés et seraient liés à la qualité du verre, aux voies de traitement du verre et au regroupement d'ions de terres rares entraînant des pertes élevées [113]. Cependant, en surmontant ces problèmes liés à la qualité du matériaux, une analyse détaillée prédit la possibilité de réaliser des lasers à des longueurs d'ondes de  $4,6 \mu\text{m}$ ,  $4,89 \mu\text{m}$  et  $7,5 \mu\text{m}$  en utilisant un dopage approprié aux terres rares [114].

Les fibres en verre fluoré sont le type de fibre qui ont donné les meilleures performances aux longueurs d'ondes IR-moyen les plus courtes. Ce sont des verres non oxydés composés de fluorures et de divers métaux et qui ont également une faible énergie de phonon. En particulier, la composition de  $ZrF_4 - BrF_2 - LaF_3 - AlF_3 - NaF$  (ZBLAN) est transparente jusqu'à  $5 \mu\text{m}$  et a démontré de hautes performances pour la génération laser. Des pertes extrêmement faibles dans le proche infrarouge ont été mesurées ( $0,45 \text{ dB/km}$  à  $2350 \text{ nm}$  [115]) et se sont révélées être un excellent verre hôte pour les ions de terres rares. Un examen approfondi de leur fabrication et de leurs performances est résumé par [116]. En conséquence, plusieurs sociétés commerciales distribuant des fibres fluorides ont vu le jour (par exemple Le Verre Fluoré en France et FiberLabs au Japon). Récemment, des lasers à fibre ZBLAN à puissance modérée avaient déjà été mis en évidence à des longueurs d'onde proches de  $3 \mu\text{m}$ . Les fibres ZBLAN dopées avec des ions de terres rares tels que l'erbium et l'holmium ont permis la réalisation de lasers efficaces émettant jusqu'à  $24 \text{ W}$  de puissance moyenne [117], avec le rendement le plus élevé de  $35,4\%$  [118]. La transmission étendue dans l'IR moyen des fibres ZBLAN a permis la réalisation de lasers à  $3,22 \mu\text{m}$ ,  $3,5 \mu\text{m}$  et  $3,9 \mu\text{m}$  [119], une synthèse de ces travaux est discutée dans la référence [120]. Récemment, on s'est tourné vers les systèmes lasers pulsés utilisant des fibres en verre fluoré. Les premières démonstrations de la production d'impulsions dans les lasers à fibre ZBLAN ont concerné le régime déclenché ( $Q - Switch$ ), en utilisant différentes techniques de déclenchement telles que

la modulation des pertes [121] ou du gain d'une cavité laser [122]. Ceci permet de produire des impulsions de plusieurs dizaines de nanosecondes de durée avec quelques dizaines de watts puissance crête. La génération d'impulsions ultracourtes dans le moyen infrarouge apparaissait comme une suite naturelle à ces travaux pour accéder à des puissances crêtes élevées. Après quelques tentatives plus au moins fructueuses [123], la démonstration d'une source à verrouillage de modes continu a été rapportée pour la première fois par Haboucha et al. [124]. Cette source à base d'une fibre en verre fluoré dopée erbium exploite un absorbant saturable à semi-conducteur pour déclencher le régime impulsionnel et un filtre à réseau de Bragg fibré pour le stabiliser. Cependant, ce laser délivre des impulsions relativement longues d'une durée estimée à 60 ps [124]. La génération d'impulsions sub-picoseconde à partir d'une source à base de fibres en verre fluoré a été réalisée en 2015 consécutivement par les deux équipes du COPL [125] et du CUDOS [126]. Il s'agit de lasers à fibre ZBLAN dopée erbium à blocage de modes passif par le mécanisme d'évolution non-linéaire de polarisation. Ces sources délivrent des impulsions de quelques centaines de femtosecondes de durée avec plusieurs kW de puissances crêtes autour de  $2.8 \mu\text{m}$  [hu]. En exploitant un étage de compression non-linéaire composé d'une fibre chalcogénique et d'une paire de réseaux de diffraction, il a été possible de produire des impulsions de 70 fs à  $2.8 \mu\text{m}$  [127]. Le tableau (4.2) présente un récapitulatif non exhaustif des résultats les plus significatifs obtenus en régime d'impulsions ultracourtes dans le moyen infrarouge avec les fibres en verre fluoré en exploitant différents ions de terres rares. Il est important de noter qu'une autre technique très efficace pour générer des impulsions ultracourtes dans l'IR moyen consiste à exploiter l'auto-décalage en fréquence de solitons dans les fibres optiques (SSFS : Soliton Self-Frequency Shift) [128]. En partant d'une source à  $1,5 \mu\text{m}$ , il a été ainsi possible de produire des solitons sub-100 fs de longueur d'onde accordable entre 2 et  $4.5 \mu\text{m}$  dans une fibre en verre fluoré [129]. Par ailleurs, l'exploitation de fibres fortement dopées germanium [130], permettent de réaliser des sources sub-100 fs totalement fibrées émettant quelques 10 kW dans l'IR moyen [131]. Nous reviendrons un peu plus loin sur le décalage solitonique que nous exploiterons pour générer des impulsions au-delà de  $3 \mu\text{m}$ . Avant cela, nous allons d'abord présenter la plate-forme Fiberdesk utilisée pour la conception de la source laser à  $2.8 \mu\text{m}$  et de l'étage de conversion par SSFS.

Laser à fibre fluorure dopée :	$\tau_{duree}$ (ps)	$\lambda_0$ (nm)	$P_{moy}$ (mW)	Références
$Er^{3+}$	19	2783	51.4	[123]
$Er^{3+}$	25	2780	1050	[132]
$Er^{3+}$	0.207	2797	440	[125]
$Er^{3+}$	0.131	2780	317	[133]
$Ho^{3+}/Pr^{3+}$	24	2870	132	[134]
$Ho^{3+}/Pr^{3+}$	0.180	2876	327	[135]
$Dy^{3+}$	33	3300	120	[136]
$Dy^{3+}$	0.724	3050	175	[137]

TABLE 4.2 – Quelques performances des lasers impulsions dans le moyen infrarouge avec la fibre fluorure.

## 4.2 Éléments sur le modèle numérique d'aide à la conception :

Cette section est dédiée à la description de la plateforme Fiberdesk que nous avons exploité pour la conception de nos sources laser. Le logiciel Fiberdesk permet de modéliser la prolongation dans un tronçon de fibre passive ou active comme il permet de simuler la dynamique d'un oscillateur à verrouillage de modes en incorporant des dispositifs supplémentaires dans la cavité tels que les pertes non-linéaires. Cette plateforme repose sur la résolution de l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée (ESNG), donnée ci-dessous :

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} = & -\frac{\alpha}{2}A + \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{g(\omega)}{2} \tilde{A}(\omega) \exp(i\omega\tau) d\omega + \sum_{j=1}^n \beta_j \frac{i^{j+1}}{j!} \frac{\partial^j}{\partial T^j} A \\ & + i\gamma(1 + i\tau_{shock} \frac{\partial}{\partial T})(A(T) \int R(\tau) |A(T - \tau)|^2 d\tau) \end{aligned} \quad (4.1)$$

Où  $\tilde{A}(\omega)$  désigne la transformée de Fourier de l'enveloppe du champ  $A(t)$  avec  $T = t - \beta_1 z$  représente le temps retardé se déplaçant à la vitesse de groupe de l'impulsion,  $g(\omega)$  et  $\alpha$  représentent respectivement les coefficients de gain spectral et de perte.  $\gamma(\omega_0)$  est le paramètre non-linéaire de la fibre à la fréquence porteuse de l'impulsion définie comme  $\gamma(\omega_0) = (n_2 \omega_0 / c A_{eff})$ , où  $A_{eff}$  est l'aire de la section effective de la fibre optique pour la fréquence  $\omega_0$  et  $n_2$  l'indice de réfraction non-linéaire de la fibre. Le terme  $\tau_{shock}$  dérive de la dépendance en fréquence de l'aire effective du mode guidé dans le coeur de la fibre optique ainsi que de son indice effectif  $n_{eff}$  de la fibre optique. Ce terme est associé à des effets comme l'autoraidissement du front arrière et la formation

de chocs optiques sur le bord de l'impulsion [138].  $R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t)$  représente la fonction de réponse non-linéaire de la fibre, y compris les réponses instantanées et retardées (Raman), avec  $\delta(t)$  représentant la distribution de Dirac. Les valeurs de  $f_R$  et de  $h_R(t)$  sont déterminées à partir de la mesure du spectre de gain Raman du milieu de propagation. Nous décrivons le gain de la fibre active par l'équation de saturation du gain dans le domaine spectral avec un profil Lorentzien [125] :

$$g(\omega) = \frac{g_{ns}}{1 + \frac{E_p}{E_{sat}}} \quad (4.2)$$

où le gain non saturé  $g_{ns}$  est défini par :

$$g_{ns} = \frac{g_0}{1 + 4\left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega}\right)^2} \quad (4.3)$$

Où  $g_0$  est le gain à faible signal,  $E_p = \int |A(z, t)|^2 dt$  représente l'énergie de l'impulsion. L'énergie de saturation du gain  $E_{sat}$  est un paramètre variable proportionnellement au niveau de pompage. Pour la fibre ZBLAN dopée  $Er^{3+}$  par exemple, la bande spectrale de gain est estimée à partir de la largeur à mi-hauteur de l'émission spontanée de la fibre active mesurée pour une puissance de pompe (980 nm) autour d'une dizaine de Watts qui est de  $\Delta\omega = 2.4 \cdot 10^{13} rad/s$  correspondante à une largeur de bande de 78 nm centrée autour sur 2800 nm.

Le terme  $\beta_j = \partial^j \beta / \partial \omega^j$  représente le développement limité d'ordre  $j$  du vecteur d'onde  $\beta(\omega)$ , évalué à la fréquence porteuse de l'impulsion  $\omega_0$ , correspondant à une longueur d'onde centrale  $\lambda_0$ . Parmi lesquels  $\beta_1$  est lié à la vitesse de groupe à laquelle l'enveloppe d'une impulsion optique se déplace,  $\beta_2$  représente la dispersion de la vitesse de groupe et est donc responsable de l'élargissement de l'impulsion.

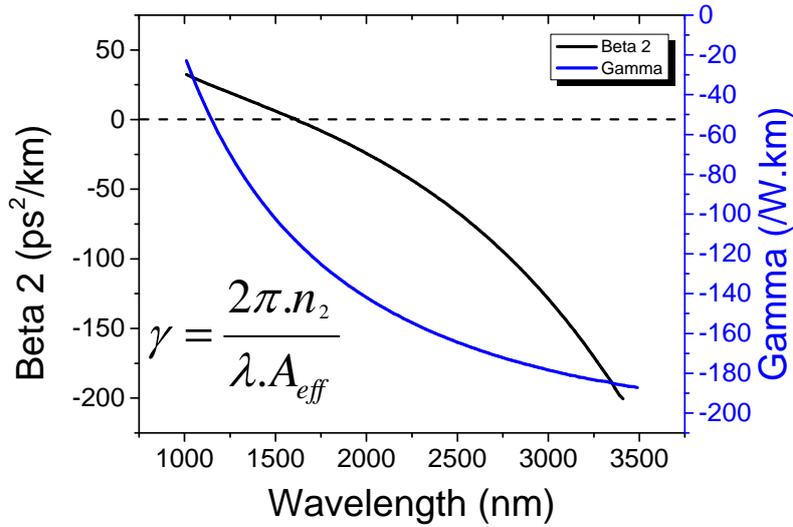


FIGURE 4.4 – Évolution de la  $GVD$  ( $\beta_2$ ) et de la  $SPM$  (coefficient non-linéaire  $\gamma$ ) en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  pour une fibre ZBLAN d'un diamètre de coeur de  $15 \mu m$ .

La ESNG est résolue par la méthode du pas fractionné où les termes de dispersion, de gain et de perte sont traités dans le domaine fréquentiel et le terme non-linéaire dans le domaine temporel.

#### Le cas du soliton

Le cas d'une situation d'équilibre dans lequel le gain et la perte s'annulent est particulièrement intéressant. Si, en outre, l'effet de filtrage de gain est négligé, l'équation principale se réduit à l'équation non-linéaire de Schrödinger et une solution analytique simple permet de trouver la forme d'impulsion avec une durée d'impulsion  $\tau$  sous la forme :

$$a(t) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech}\left(\frac{t}{\tau}\right) \quad (4.4)$$

Ici,  $P_0$  est l'amplitude crête de l'impulsion et  $\tau$  désigne la durée de l'impulsion. La durée de l'impulsion, telle qu'elle est utilisée ici, est liée à la largeur à mi-hauteur de l'impulsion ( $FWHM$ )  $\tau_p$  par  $\tau = 2 \cdot \cosh^{-1}(\sqrt{2}) \cdot \tau_p \approx 1,76 \cdot \tau_p$ . Cette solution n'existe que si le terme dispersif et le terme  $SPM$  ont les bons signes et s'équilibrent l'un avec l'autre. Ce verrouillage de modes dit solitonique est obtenu dans le cas d'une compensation parfaite entre dispersion et automodulation de phase [139]. En effet, Bien que le chirp de dispersion d'impulsion de forme gaussienne soit toujours linéaire, l'accumulation

de phase des impulsions en forme de sécante hyperbolique sur une courte distance est en réalité non-linéaire, ce qui explique comment une dispersion anormale est capable d'annuler exactement le chirp non-linéaire de *SPM* pour former un soliton

L'énergie des impulsions d'un soliton est fermement définie par un "théorème de l'air" qui relie l'énergie à la largeur temporelle du soliton et aux propriétés de la fibre [140].

$$E = \frac{2|\beta_2|}{\gamma\tau} \quad (4.5)$$

Ainsi, pour une durée de fibre et d'impulsion donnée, l'énergie du soliton est fixe. Les impulsions de basse énergie ne formeront pas de solitons et s'élargiront de manière dispersée. Les énergies d'impulsion dépassant cette valeur entraîneront une perte d'énergie (en une "onde dispersive") afin d'obtenir l'énergie d'impulsion requise pour un soliton fondamental ou la formation d'un soliton d'ordre supérieur pour des énergies d'impulsions supérieures au carré d'un nombre entier multiplié par l'énergie dans l'équation (4.5). La forme des solitons d'ordre supérieur varie périodiquement au cours de leur propagation, bien que des perturbations (gain / perte, dispersion des ordres supérieurs, etc.) entraînent leur division en plusieurs solitons fondamentaux [141].

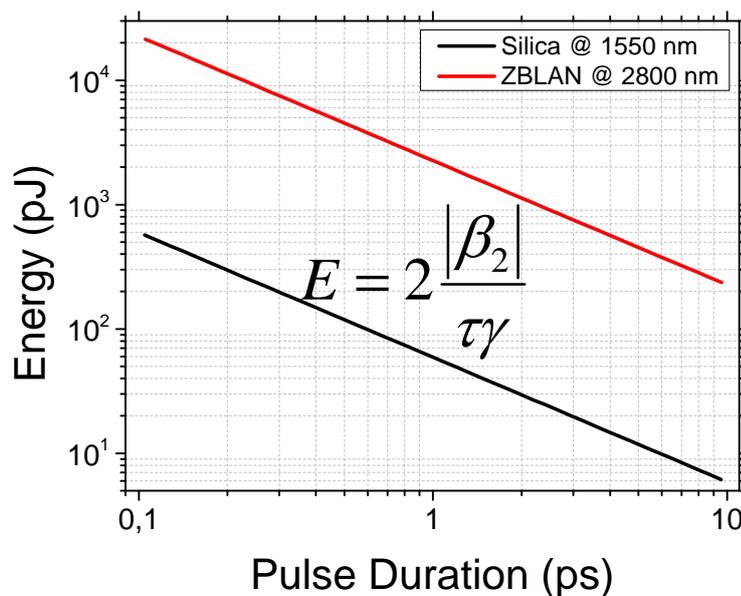


FIGURE 4.5 – Évolution de l'énergie de l'impulsion en fonction de la durée de l'impulsion en échelle logarithmique. (rouge) Fibre ZBLAN avec diamètre de coeur de 15  $\mu m$  et  $|\beta_2| = -0.076 ps^2/km$ . (noir) Fibre silice avec diamètre de coeur de 8,5  $\mu m$

Les solitons fondamentaux sont également stables vis-à-vis des modifications de leur environnement : ils adaptent de manière adiabatique leur forme pendant la propagation, à condition que l'échelle de longueur du changement soit longue par rapport à la période du soliton, définie comme la distance pour un retard de phase de  $\pi/4$  :

$$Z_0 = \frac{\pi\tau^2}{2\beta_2} \quad (4.6)$$

De plus, un soliton en propagation qui est périodiquement perturbé (par exemple en circulant dans une cavité laser) peut être considéré comme présentant la valeur moyenne du trajet pour la dispersion et la non-linéarité appelé «soliton moyen» [142], ce qui revêt une importance cruciale dans la dynamique des lasers à solitons.

### Contribution Raman

Dans l'équation ESNG, la réponse retardée du matériau fibré à un champ électrique appliqué est incluse par le terme de convolution dans (4.1). La réponse du matériau est généralement écrite sur la forme

$$R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t) \quad (4.7)$$

où le premier terme représente la partie instantanée de la réponse matérielle et  $\delta(t)$  est la fonction delta de Dirac. Le deuxième terme est la réponse Raman retardée, décrite par  $h_R(t)$  et  $f_R$  est la contribution Raman fractionnaire. La fonction de réponse Raman retardée  $h_R(t)$ , est dérivée du profil de gain Raman expérimental  $g_R(\Omega)$  dans le matériau fibré spécifique et la conversion d'une mesure du profil de gain et à la fonction mathématique  $h_R(T)$  est calculée à partir de l'équation

$$h_R(t) = \frac{c\theta(t)}{\pi n_2 \omega_0 f_R} \int_0^{+\infty} g_R(\Omega) \sin(\Omega t) d\Omega \quad (4.8)$$

Où  $\theta(t)$  est la fonction de Heaviside pour respecter le principe de causalité et la contribution fractionnelle Raman  $f_R$ , est calculée grâce à la normalisation de  $h_R(T)$  de sorte que  $\int h_R(T) dT = 1$ . La réponse Raman retardée établit une région de gain, qui est à la fois responsable de l'amplification, spontanée ou stimulée, de la lumière dans la bande de gain et peut former une cascade de lignes décalées de Stokes dans un spectre

laser. De plus, ce qui est important pour les impulsions ultra-courte est la diffusion Raman intra-impulsionnelle, souvent appelée autodécalage solitonique Raman. Ce phénomène provoque un déplacement continu de la fréquence centrale des solitons vers des fréquences plus basses (décalage vers le rouge) car l'énergie est transférée de la partie à haute énergie du spectre d'impulsions à la partie à énergie inférieure.

Pour la fibre ZBLAN par exemple, bien que plusieurs travaux aient présenté des mesures et des approximations du spectre de gain Raman, différentes valeurs de  $g_R(\Omega)$  et  $f_R$  ont été obtenues [143]. Ces valeurs sont susceptibles de dépendre de la composition des fibres de fluorure. Nous présentons sur la figure (4.6) le gain Raman mesurée sur une fibre ZBLAN de chez le constructeur (Le Verre Fluoré) par [144], que nous implémentons dans notre simulation dans le chapitre (5) :

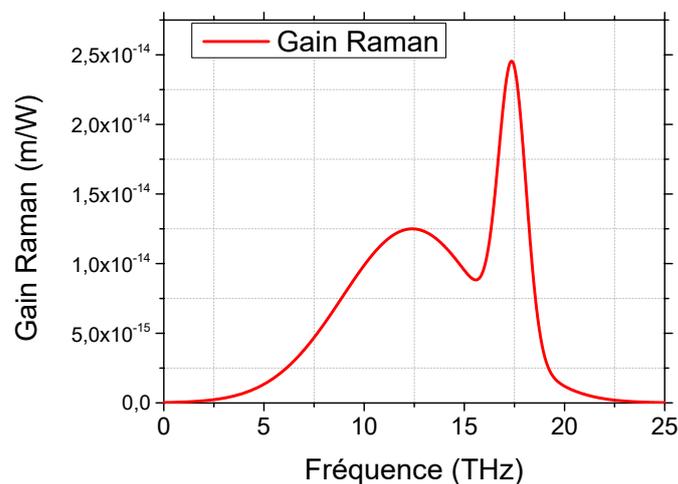


FIGURE 4.6 – Gain Raman pour la fibre ZBLAN dopée  $Er^{3+}$ . Adaptée de [144]

Pour une impulsion en forme de sécante hyperbolique ( $Sech^2$ ) d'une durée de 500 fs correspondante à une largeur spectrale de 16.34 nm centrée à 2800 nm, ayant une énergie de 10 nJ. Nous simulons sur Fiberdesk la propagation de cette impulsion dans une fibre ZBLAN passive de 10 m d'un diamètre de coeur de 15 $\mu$ m et l'autodécalage solitonique Raman est observé sur la figure (4.7)

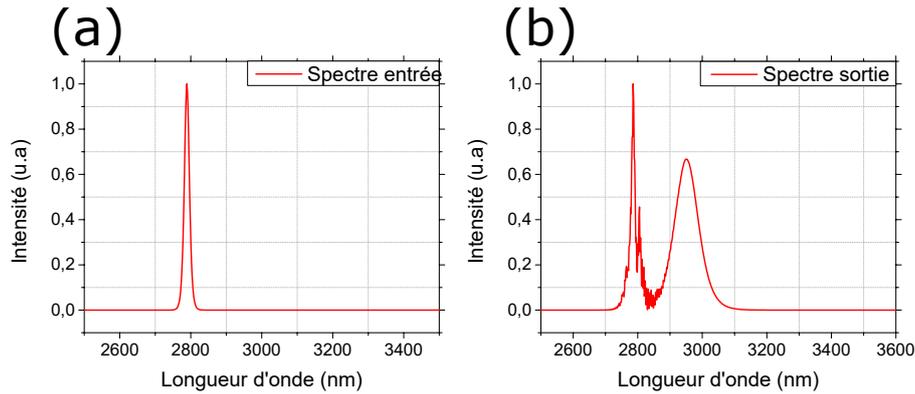


FIGURE 4.7 – Spectre d'entrée (a) et de sortie (b) de l'impulsion.

Nous observons la formation d'un soliton qui se décroche de la pompe pour se décaler vers les grandes longueurs d'ondes. Pour cette simulation, le soliton décalé est centré à  $2,92 \mu\text{m}$  et présente une largeur spectral à mi-hauteur de 20 nm ce qui correspond à une durée d'impulsion de 180 fs. Des modélisations similaires seront discutées dans le chapitre suivant en comparaison avec les expériences.

nous allons nous intéresser à la description du verrouillage de modes en développant certains des aspects mentionnés dans la section précédente. Une description théorique de la dynamique du verrouillage de modes est généralement basée sur un modèle d'impulsions circulantes ; c'est-à-dire des conditions aux limites cycliques sur un signal d'amplitude  $a(t)$  circulant dans une cavité laser.

#### 4.2.1 Mécanismes de verrouillage de modes

Pour que le laser fonctionne correctement dans le régime impulsionnel souhaité, des mécanismes spécifiques doivent être introduits dans la cavité laser. Il existe deux types de procédés de verrouillage de modes ; Le procédé de verrouillage de modes actif repose sur l'utilisation d'un modulateur intra-cavité, qui module l'amplitude ou la phase du champ optique. Deux types de modulateurs sont couramment utilisés : les modulateurs acousto-optiques (AOM) et les modulateurs électro-optiques (EOM). Bien que cela puisse être un moyen facile d'obtenir des régimes impulsionnels stables par verrouillage de mode actif, la durée de l'impulsion est limitée par l'efficacité du modulateur et se situe généralement dans la plage des picosecondes. Ainsi, dans la plupart des cas où la génération d'impulsions ultra-courtes est requise, les mécanismes de verrouillage de modes passif sont de loin préférés car ils ne nécessitent aucune source externe et

peuvent produire des impulsions sub-picoseconde. Les techniques les plus courantes pour le verrouillage de mode passif sont le verrouillage de modes par absorbant saturables et le verrouillage de modes par la rotation non-linéaire de la polarisation (*RNLP*). Dans les sections suivantes, deux des mécanismes couramment utilisés au cours de ma thèse, à savoir les miroirs absorbants saturables et à *RNLP*, seront détaillés.

Compte tenu de l'importance de l'influence d'un absorbant saturable, une description plus précise de la fonction de perte dans l'équation (2.1) est souhaitable. À cette fin, les absorbants saturables ont été divisés en absorbants rapides et lents, leur temps de relaxation constant étant rapide ou lent comparé à la durée de l'impulsion laser (comme indiqué au début). Pour un absorbant rapide, la réponse est supposée instantanée, ce qui entraîne une perte dépendante de l'intensité donnée par :

$$q_f = \frac{q_0}{1 + \frac{I}{I_s}} \quad (4.9)$$

Si l'intensité  $I$  est égale à l'intensité de saturation  $I_s$  de l'absorbant, la perte est égale à la moitié de la profondeur de modulation totale  $q_0$ .

#### **Verrouillage de modes par la rotation non-linéaire de la polarisation**

En examinant le mécanisme de verrouillage de modes précédent, on peut conclure que la méthode pour réaliser le verrouillage de modes consiste simplement à utiliser la non-linéarité de certains composants pour filtrer le bruit de faible intensité, de sorte que l'accumulation d'intensité n'est autorisée que pour certaines impulsions. Après la mise en place du verrouillage de modes, ces composants continuent de contribuer à la stabilisation de l'état de verrouillage de modes. L'évolution de la polarisation non-linéaire, ou plus connue comme la rotation non-linéaire de la polarisation (*RNLP*) qui est une méthode fonctionnant de manière similaire, mais ne nécessitant pas de composants non-linéaires spécifiques car elle tire parti de la non-linéarité de la fibre elle-même.

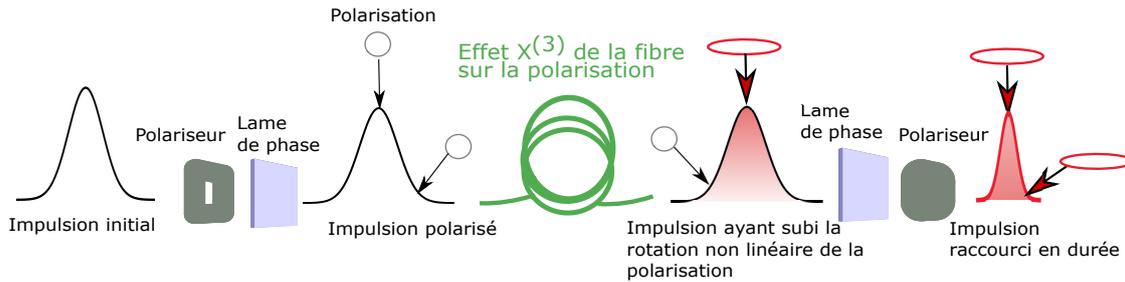


FIGURE 4.8 – Schéma du mécanisme de verrouillage de modes par la rotation non-linéaire de la polarisation

Le principe dont la *RNLP* permet d'obtenir le verrouillage de modes est illustré à la figure (4.8). Les changements d'indice de réfraction non-linéaire induits par la *SPM* et l'auto-modulation de phase croisé (*XPM*) modifient l'état de polarisation de l'impulsion tout au long de sa propagation dans la fibre. Comme cet indice de réfraction non-linéaire dépend de l'intensité, il existe une différence progressivement croissante entre les états de polarisation du pic de forte puissance et les fronts de faible puissance de l'impulsion le long de la propagation. Ainsi, si des composants sensibles à la polarisation sont insérés dans la cavité (des lames d'ondes et un polariseur par exemple), ces parties indésirables de faible intensité peuvent ensuite être filtrées ce qui est similaire à la fonction d'un absorbant saturable.

#### 4.2.2 Régimes de verrouillage de modes dans les lasers à fibres

Alors que de nouvelles conceptions laser avec des cartes de dispersion distinctes, des mécanismes de formation d'impulsions et une dynamique intracavité ont vu le jour, les chercheurs ont cherché à les classer par catégories, ce qui a conduit à la nomenclature moderne pour décrire les types d'impulsions. Par conséquent, avant de décrire ces phénomènes, nous clarifions le terme soliton dans ce contexte. D'un point de vue strictement mathématique, les solitons sont des solutions d'équations aux dérivées partielles non-linéaires complètement intégrables (par exemple, la *NLSE*, qui ne comprend que *GVD* et *SPM*). La propagation des impulsions, ainsi que la fibre à faible perte, dans laquelle *GVD* et *SPM* sont les effets dominants, peuvent être considérées comme un système hamiltonien conservateur, possédant par conséquent des solutions de solitons. Cependant, un résonateur à mode verrouillé est un système dissipatif présentant des gains et des pertes périodiques. Ainsi, les impulsions formées à partir d'un tel laser ne

sont pas, au sens mathématique du terme, des solitons. Cependant, dans la pratique, la communauté de l'optique fait souvent référence à toute structure persistante localisée, qui résiste à une gamme de perturbations sous forme de soliton [145].

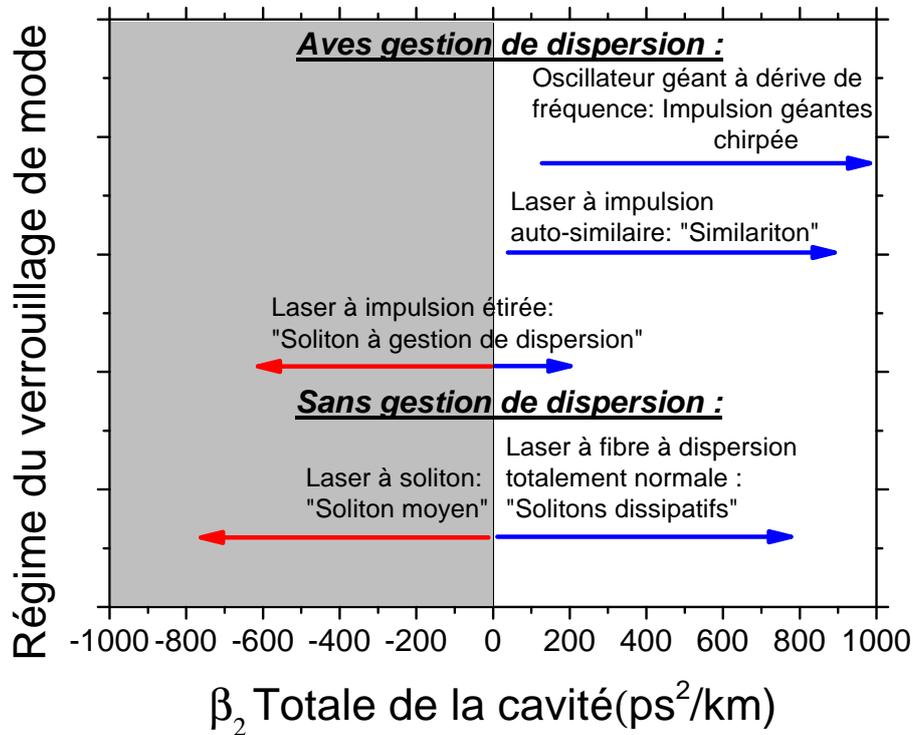


FIGURE 4.9 – Schéma présentant les différents régimes des lasers à fibre.

### Lasers à soliton

Les premiers lasers à fibre à verrouillage de mode passif à 1,55  $\mu\text{m}$  étaient souvent constitués de toutes les fibres anormalement dispersives. Dans ces cas, de forts effets de mise en forme des impulsions solitons ont été observés à partir de l'interaction entre *GVD* et *SPM*, produisant des impulsions ultracourtes (durées plus courtes que quelques *ps*) [146]. Le gain / perte périodique et la possibilité que la cavité contenant des fibres de propriétés différentes aboutissent à ce que l'impulsion à l'état stationnaire soit un "soliton moyen", avec des caractéristiques déterminées par les valeurs de dispersion et de non-linéarité moyennes de la cavité nette [147]. Même pour les cavités comprenant des sections courtes normalement dispersives, la dynamique moyenne des solitons est maintenue à condition que la dispersion nette soit suffisamment anormale. Les solitons moyens sont des solutions statiques et, par conséquent, lors d'un aller-retour dans une

cavité, les propriétés des impulsions ne varient qu'en amplitude en raison du gain / perte quant aux largeurs temporelles et spectrales sont en grande partie inchangées.

La figure (5.11) met en évidence une observation commune supplémentaire dans les lasers à soliton : les bandes latérales spectrales ([148]). Des perturbations périodiques de l'impulsion dans la cavité entraînent une remise en forme afin de maintenir la forme du soliton, cela entraîne une perte linéaire d'énergie du soliton sous forme de rayonnement dispersif sur un large spectre. À certaines fréquences, le rayonnement dispersif se propageant dans la cavité est en accord de phase avec le soliton, ce qui entraîne une augmentation résonante de l'onde dispersive pour former des bandes latérales dans le spectre. Dans le domaine temporel, cette énergie donne un large piédestal à l'impulsion. L'effet devient d'autant plus fort que le rapport de la longueur de la cavité à la période du soliton ( $L/Z_0$ ) augmente et peut conduire à des bandes latérales de forte intensité comprenant une grande partie de la puissance de sortie du laser. Dans ce cas, la puissance de crête réelle du soliton est faible et les applications du laser seront limitées, ce qui limite en pratique la durée d'impulsion la plus courte possible (selon  $Z_0 \propto \tau^2$ ). Même si la condition ( $L \ll Z_0$ ) est satisfaite, l'énergie des impulsions est toujours limitée par le théorème de l'air du soliton basé sur les valeurs de dispersion et de non-linéarité moyennés par cavité. Éviter l'instabilité non-linéaire peut également être exprimée par la nécessité de minimiser l'accumulation de phase non-linéaire de l'impulsion par tour dans la cavité (également appelée intégrale  $B$ ) :

$$\phi_{NL} = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L \frac{n_2 P(z)}{A_{eff}} dz \quad (4.10)$$

où  $P(z)$  est la puissance crête. Pour les lasers à soliton,  $\phi_{NL}$  devrait être nettement inférieur à 2, ce qui correspond au cas d'instabilité résonante [149].

### **Lasers à impulsion étirée**

Les limitations des lasers à soliton peuvent être atténuées en introduisant une carte de dispersion : c'est-à-dire des sections de signes alternants de  $GVD$ , donnant une dispersion nette de la cavité proche de zéro. Certains des plus anciens lasers modélisés ont atteint cet objectif en utilisant des fibres normalement dispersives aux côtés de composants optique tels que des prismes ou des réseaux de diffraction pour introduire une

dispersion anormale [150]. Le concept a été formalisé et étendu par [151] pour devenir la conception de laser à impulsions étirées, utilisant des segments alternés de fibres normalement et anormalement dispersives, afin d'amener l'impulsion en circulation à s'élargir et à se comprimer périodiquement. La solution d'impulsion «respirante» peut changer de durée d'un ordre de grandeur, ce qui correspond à une réduction de la valeur moyenne de la puissance crête de l'impulsion autour d'un aller-retour dans une cavité par rapport à un laser à soliton conventionnel permettant ainsi des énergies d'impulsion plus élevées avant le début des instabilités. Les impulsions dans ce régime de fonctionnement sont souvent appelées solitons à gestion de dispersion (analogues aux solitons dans les lignes de transmission à fibre optique à gestion de dispersion [152]).

#### **Lasers à fibre à dispersion totalement normale (ANDi)**

En 2006, [153] a signalé une avancée dans le concept d'ingénierie de la dispersion des lasers à fibre en introduisant l'architecture de dispersion tout-normale (ANDi), le filtrage spectral étant souligné comme un facteur important de la dynamique de la cavité pour stabiliser l'impulsion, même dans des environnements très normalement dispersifs. Il y avait eu un petit nombre de démonstrations antérieures de verrouillage de modes stable dans des lasers à fibre à verrouillage de modes, avec une dispersion totalement normale (par exemple avec un filtrage suffisant fourni par le profil de gain limité, connu sous le nom de "filtration par gain" [154]). Ici, la mise en forme par solitonique est absente et l'interaction des effets linéaires et non-linéaires produit des impulsions positivement chirpées. Par conséquent, les impulsions générées sont compressibles à l'extérieur de la cavité. Dans les lasers ANDi, les effets dissipatifs (filtrage spectral, gain et perte) et conservatifs (dispersif et non-linéaire) jouent un rôle majeur dans le processus de mise en forme des impulsions, contrairement aux lasers à soliton à dispersion anormale, qui reposent principalement sur un équilibre entre *GVD* et *SPM* (les gains et pertes sont bien sûr présents, mais moins significatifs pour la formation d'impulsions). Ces impulsions sont donc connues sous le nom de solitons dissipatifs [155].

L'impulsion s'élargit au fur et à mesure qu'elle se propage le long de la fibre normalement dispersive et la *SPM* se traduit par un élargissement spectral. Après chaque aller-retour, l'absorbant saturable diminue la largeur de l'impulsion et un filtre spectral limite la largeur de bande de l'impulsion, compensant ainsi l'élargissement à chaque aller-retour. En raison de la nature chirpée de l'impulsion, le filtrage temporel (resp. spectral)

a également un effet de réduction de largeur spectrale (resp. temporelle). S'agissant de l'amplitude de la cavité et de l'équilibre de phase, *GVD* agit pour linéariser l'accumulation de phase non-linéaire issue du *SPM*. L'accumulation de phase linéaire est compensée par filtrage spectral et par l'absorbant saturable, ce qui limite également l'amplitude de l'impulsion [156]. En éliminant la mise en forme des impulsions dans les sections de dispersion anormales, le laser *ANDi* évite la formation des bandes latérales et la limitation théorème de l'air des solitons classiques et permet des énergies d'impulsions nettement plus élevées.

### Oscillateur chirpé : Impulsions géantes chirpées

L'énergie des impulsions d'un laser à verrouillage de modes est inversement proportionnelle à la fréquence de répétition et est donc directement liée à la longueur de la cavité. Une approche simple de la réduction d'énergie est donc l'élongation de la cavité. Ce concept avait déjà été testé dans de nombreux lasers à fibre de soliton dont le modèle était ancien, avec des longueurs de cavité de plusieurs centaines de mètres, bien qu'il ait été constaté que l'élongation était accompagnée d'une tendance à une opération incohérente causant des bruits parasites (liée à l'instabilité des bandes latérales du soliton évoquée précédemment) [157]. Les lasers *ANDi* ne souffrent toutefois pas de telles limitations de longueur et à mesure que la compréhension de la dynamique des solitons dissipatifs se développait, le concept d'un "oscillateur géant chirpé" a émergé : en utilisant une fibre normalement dispersive pour allonger la cavité, une génération d'impulsions cohérente pourrait être préservée, avec un élargissement temporel significatif des impulsions et un chirp linéaire important de la phase dispersive supplémentaire [158]. En ce qui concerne la dynamique des impulsions et le bilan énergétique en régime permanent, les oscillateurs géants chirpés peuvent être considérés comme un sous-ensemble des lasers *ANDi* à soliton dissipatifs linéairement chirpés. Cependant, pour l'évolution de l'impulsion géante, l'effet de filtrage par le gain était suffisant pour stabiliser l'impulsion, ainsi, un filtre passe-bande n'était pas explicitement requis ici. Les changements de forme temporelle et spectrale au cours de chaque aller-retour sont également négligeables, avec un taux de respiration de  $\approx 1$ . Malgré la nature géante du chirp, il a été démontré que la compression utilisant une compensation de dispersion par un réseau standard (c'est-à-dire une compression linéaire) peut entraîner une compression en durées d'impulsions à un facteur de deux de la limite de transformation

de *Fourier* [158]. L'extension jusqu'à 100 mètres de longueur de cavité (c'est à dire une fréquence de répétition de quelques *MHz*) a permis la génération d'impulsions d'une dizaine à une centaine de picosecondes avec jusqu'à 15 *nJ* d'énergie par impulsion, compressibles à 100 *fs* [159]. Le véritable avantage de cette architecture réside toutefois dans la simplification des systèmes d'amplification. De larges impulsions à haute énergie et à faible taux de répétition de l'oscillateur peuvent remplacer directement la chaîne typique de l'oscillateur (*seed*), du sélecteur d'impulsions (*Pulse peaker*), de l'étireur et des pré-amplificateurs, permettant une amplification directe aux énergies de l'ordre du microjoule sans distorsion [158]. Cependant, l'évolution énergétique s'est avérée limitée par l'apparition de la diffusion *Raman* intracavité à des puissances crêtes élevées [160].

#### **Laser à impulsions auto-similaires :**

En 1993, Anderson et al. ont démontré que la propagation d'impulsions de haute énergie dans une fibre normalement dispersive pouvait éviter les cassures d'impulsions "wave-breaking" pour les impulsions d'intensité temporelle quadratique (forme parabolique) et de phase temporelle quadratique (chirp linéaire), solutions asymptotiques à la NLSE [161]. Avec l'augmentation de la distance de propagation, la largeur spectrale et temporelle d'une impulsion parabolique augmente, mais la forme est maintenue, c'est à dire que l'impulsion évolue de façon analogue, ce qui conduit au nom de *similariton* (les détails sur l'auto-similarité peuvent être consulté sur la référence [162]). Il a ensuite été montré numériquement [163] et expérimentalement [164] que même des impulsions de forme arbitraire injectées dans des fibres à dispersion normales évolueraient asymptotiquement vers cette solution parabolique linéairement chirpée, à condition qu'elles obtiennent un gain (c'est-à-dire dans un amplificateur à fibre). Des impulsions paraboliques chirpées ont ensuite été révélées analytiquement comme un attracteur non-linéaire dans les fibres à gain normalement dispersif. Pour distinguer rigoureusement l'évolution des impulsions auto-similaires dans les fibres passives, ces impulsions sont souvent appelées amplificateurs de similaritons.

Les similitudes présentent de nombreuses caractéristiques attrayantes, notamment l'évitement du phénomène du "wave-breaking" et l'absence de limites à l'accumulation de phase non-linéaire. La qualité des impulsions des distributions d'intensité parabolique est excellente, avec des ailes d'impulsion minimales et le chirp hautement linéaire permet une compression à la limite de *Fourier* sans distorsion.

Une limitation majeure est la largeur de bande du gain limitée des terres rares communs : la largeur de bande similaire augmente avec une énergie d'impulsion égale à  $E^{\frac{1}{3}}$  ; ainsi, si la largeur de bande d'impulsion commence à dépasser la largeur de gain finale, l'amplification spectrale inégale qui en résulte perturbe la phase quadratique, perturbant une évolution auto-similaire [165].

### **Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons présenté un état de l'art des différentes techniques expérimentales utilisées de nos jours pour la génération des impulsions ultracourtes dans la région du moyen infrarouge, ainsi que les processus dispersifs et non-linéaires impliqués dans la propagation d'impulsions ultra-courtes dans les fibres optiques. La base théorique utilisée pour modéliser de tels phénomènes est également décrite. Dans le cadre de la mise à l'échelle énergétique de ces sources, les méthodes à base de fibres ZBLAN à dispersions anormales sont mises en évidence, car elles constituent la base des études présentées dans les chapitres suivants. Dans le prochain chapitre, nous allons présenter nos réalisations des lasers à verrouillage de modes en régime de dispersion anormale, il est à noter que contrairement à la silice où le montage est tout fibré, la cavité du laser en ZBLAN est généralement hybride, c'est à dire que le milieu à gain est la fibre (ZBLAN) dopée, mais le couplage et l'injection se font par un miroir dichroïc et une lentille, ainsi que la propagation en espace libre comme dans les lasers à solide. Enfin, Nous nous attendons à ce que des impulsions d'énergie encore plus élevées soient possibles (figure (4.5)).

## Chapitre 5

# Laser à fibre ZBLAN double gaine dopée à l' $Er^{3+}$

### 5.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous aborderons les travaux réalisés au laboratoire CORIA sur le développement de sources d'impulsions ultracourtes à base de fibres optiques en verre fluoré opérant dans le moyen infrarouge autour de  $3 \mu m$ . Dans un premier temps, nous présenterons le laser à fibre dopée erbium à verrouillage de modes passif par absorbant saturable à semi-conducteur. Dans un deuxième temps, nous discuterons les caractéristiques de la source réalisée en exploitant le mécanisme d'évolution non-linéaire de la polarisation et produisant des impulsions sub-picosecondes. Nous terminerons par la présentation d'un système d'amplification à deux étages ainsi qu'un système de conversion par décalage en fréquence de solitons au-delà de  $3 \mu m$ .

### 5.2 Laser à fibre verrouillée en mode avec absorbant saturable à $2,8 \mu m$

Le fonctionnement en régime de verrouillage de modes d'un laser à fibre ZBLAN dopé  $Er^{3+}$  dans la région spectrale autour de  $3 \mu m$  a été démontré pour la première fois par *Frerichs et Unrau* en utilisant un absorbant saturable *InAs* [166]. Cependant, le comportement dynamique obtenu correspondait à un régime mixte de verrouillage de modes modulé par des enveloppes de type *Q-switch*. Un laser à fibre  $Er^{3+}$  ZBLAN à verrouillage de modes a été mis en évidence par *C.Wei et al* en utilisant un absorbant

saturable  $Fe^{2+} : ZnSe$ . Un régime de verrouillage de modes stable à  $2,78 \mu m$  a été obtenu avec une durée d'impulsion de  $19 ps$  et une puissance moyenne de  $51 mW$  [123]. En même temps, *J.Li et al* ont rapporté un laser à fibre ZBLAN codopée  $Ho^{3+} : Pr^{3+}$  à verrouillage de modes partiel à  $2,87 \mu m$  en utilisant un miroir absorbant saturable à semi-conducteur à base de  $GaAs$  (SESAM) [134]. Plus récemment, la même équipe a présenté un laser à fibre ZBLAN  $Ho^{3+} : Po^{3+}$  à blocage de modes, offrant une meilleure stabilité, en utilisant une configuration de laser à fibre avec une cavité en anneau, avec un absorbeur saturable à semi-conducteur en transmission (SESAT) [167]. Un laser à fibre ZBLAN dopée  $Er^{3+}$  à verrouillage de modes par SESAM à  $2,8 \mu m$  a également été récemment démontrée par [124]. Bien que les SESAM soient actuellement les absorbeurs saturables les plus répandus et qu'ils aient démontré leur capacité à initier et stabiliser des régimes de verrouillage de modes dans les lasers à fibre IR moyen dans la région du  $3 \mu m$ , ils ont généralement une plage de longueurs d'onde de fonctionnement étroite et nécessitent une fabrication et un conditionnement complexes. Par ailleurs, la technologie actuelle ne permet pas d'atteindre des temps de relaxation courts, ni des profondeurs de modulation élevées dans le moyen IR.

### 5.2.1 montage expérimental

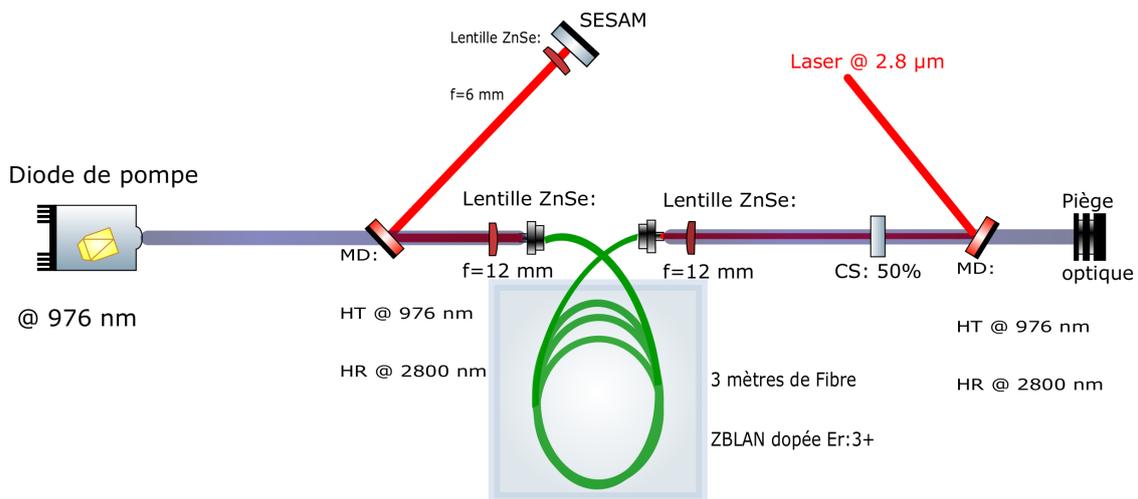


FIGURE 5.1 – Schéma expérimental du montage laser à fibre ZBLAN dopé  $Er : 3+$  avec absorbeur saturable à  $2,78 \mu m$ .

Le schéma synoptique du premier laser développé au cours de ces travaux est présenté à la figure (5.1). Une diode laser multimode à  $976 \text{ nm}$  a été utilisée comme source

de pompage. Deux lentilles de sélénure de zinc (ZnSe) plan-convexe asphérique identiques (longueur focale de 12 mm) ont été utilisées pour collimater et focaliser le laser de pompe, ainsi que le signal à 2,8  $\mu m$  dans la fibre ZBLAN à double gaine dopée  $Er^{3+}$ , d'une longueur de 3m (Le Verre Fluore). La fibre active présente un coeur fortement dopé aux ions erbium avec une concentration molaire de 7%, une ouverture numérique de 0,12 pour le signal à 2,8  $\mu m$  et de 0,46 pour la pompe, un diamètre de coeur de 15  $\mu m$ . Une gaine interne d'un diamètre d'environ 250  $\mu m$  en forme de cercle aplati de deux cotés, pour briser la symétrie circulaire de la gaine. Les deux extrémités de la fibre ZBLAN sont clivées à un angle de ( $\approx 12^\circ$ ) pour éliminer l'influence de la réflexion de Fresnel. Un miroir dichroïque de transmission supérieur à 95 % à 976 nm et de réflectivité de 99% à 2,8  $\mu m$ , est utilisé pour séparer les faisceaux pompe et signal. Un miroir à absorbant saturable conçu pour  $\lambda = 2800nm$ , ayant une profondeur de modulation de 14% et un temps de relaxation de 10 ps a été placé à l'une des extrémités de la cavité. Pour assurer la saturation de l'absorbant saturable, on utilise une lentille de 6 mm de focale pour focaliser le signal sur le SESAM. L'autre extrémité de la cavité comprend un coupleur de sortie ayant une transmission de 50%. Un second miroir dichroïque avec les mêmes caractéristiques a été placé après le coupleur de sortie afin de filtrer la pompe résiduelle. Il est à noter que les propriétés spectrales des miroirs dichroïques sont valables pour une plage d'angle de  $[0^\circ; 22,5^\circ]$  par rapport à la normale. La longueur effective de la cavité en anneau est  $L_{eff} = 2n_{fibre}L_{fibre} + 2L_{espace libre} = 3,7m$ , ce qui correspond à un intervalle spectral libre de la cavité, donc une fréquence de répétition en régime de verrouillage de modes de  $f_{rep} = \frac{c}{L_{eff}} \approx 31MHz$ . Nous utilisons une photodiode HgCdTe (Le tellure de mercure-cadmium) refroidie à l'azote liquide et connectée à un pré-amplificateur (Kolmar Technologies, temps de montée  $< 2 ns$ ) pour mesurer les performances dans le domaine temporel du laser impulsif. Le train d'impulsions est analysé en utilisant la plateforme constituée d'un oscilloscope (Wavemaster 8500), un analyseur de spectre optique (YOKOGAWA AQ6376), un analyseur radiofréquence (ROHDE&SCHWARZ FSV Signal Analyser [9 kHz - 7 GHz ]) et un autocorrélateur.

### 5.2.2 Résultats expérimentaux et discussions

Le seuil du blocage de modes de notre laser à fibre ZBLAN dopée  $Er^{3+}$  a été observé à 500 mW de pompe. La puissance moyenne de sortie du laser est de 15 mW,

soit des impulsions de  $500 \text{ pJ}$  avec une largeur de spectre de  $0,3 \text{ nm}$ . Toutefois, le fonctionnement en mode impulsionnel n'était stable que lorsque la puissance de la pompe a été portée à  $850 \text{ mW}$ . Le fonctionnement en régime de blocage de modes du laser à fibre ZBLAN dopée  $Er^{3+}$  est auto-démarrant, et reste stable pour des puissances de pompage allant de  $0,85$  à  $1,3 \text{ W}$ . Un exemple de train d'impulsions émis en régime de verrouillage de modes pour une puissance pompe de  $1,25 \text{ W}$  est illustré sur la figure (5.2). Les variations en amplitude des impulsions sont d'environ  $5\%$ , ce qui indique un fonctionnement relativement stable de ce laser à fibre à verrouillage de modes. Des instabilités  $Q$  –  $switch$  peuvent être observées lors du fonctionnement. La puissance de sortie moyenne mesurée à une puissance de pompage de  $1,25 \text{ W}$  est d'environ  $32 \text{ mW}$  avec un taux de répétition de  $31,2 \text{ MHz}$ . En augmentant la puissance de pompe, le régime de verrouillage de modes est maintenu jusqu'à une puissance de pompe de  $2 \text{ W}$  avec une puissance de sortie moyenne du laser supérieure à  $100 \text{ mW}$ , ce qui correspond à  $3,2 \text{ nJ}$  d'énergie par impulsion.. Lorsque la puissance de la pompe va au-delà de  $2 \text{ W}$ , le SESAM est généralement endommagé et le régime de verrouillage de modes est perdu.

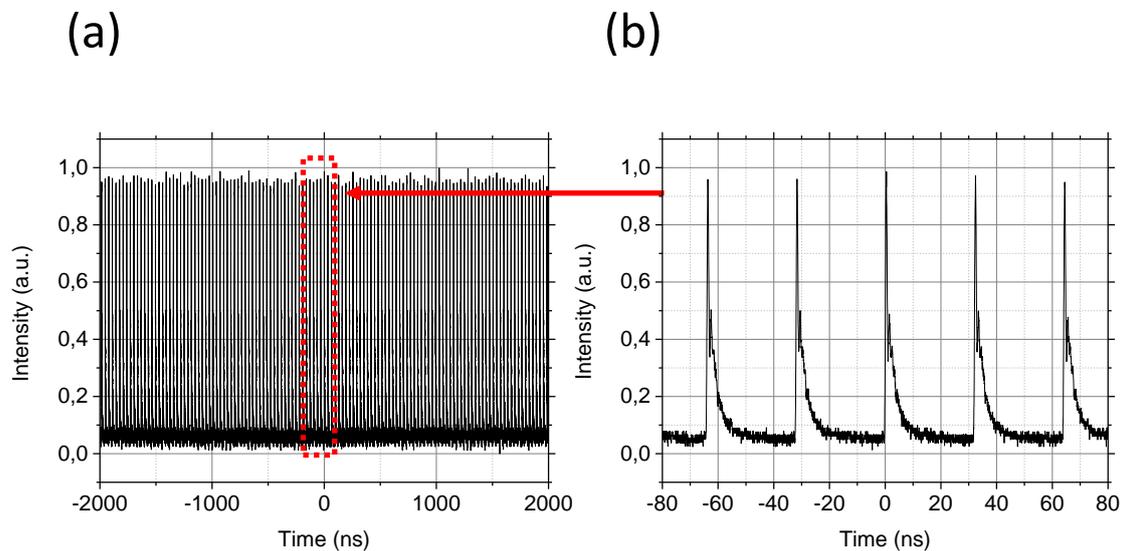


FIGURE 5.2 – Le train d'impulsions du laser à fibre ZBLAN dopé  $Er^{3+}$  à verrouillage de modes par SESAM sur (a) une durée de  $2 \mu\text{s}$  et (b) une durée de  $160 \text{ ns}$ .

Le spectre d'émission du laser à fibre pour une puissance de pompage de  $1,25 \text{ W}$  a été mesuré avec un analyseur de spectre optique avec une résolution de  $0,05 \text{ nm}$  (voir

figure (5.3)). La longueur d'onde centrale est d'environ 2779 nm avec une largeur totale à mi-hauteur (*FWHM*) de 0,48 nm, correspondant à une largeur d'impulsion de 23 ps en supposant des impulsions en forme de *sech*<sup>2</sup> et limitées par transformée de Fourier.

Le spectre radiofréquence (*RF*) du signal laser a été mesuré avec un analyseur de spectre électrique. Un exemple de spectre obtenu autour de la fréquence fondamentale du laser centrée sur 31,225 MHz est présenté sur la figure (5.4). Le rapport signal sur bruit (*RSB*) du spectre *RF* a été mesuré à environ 67 dB avec une largeur de bande de résolution de 100 Hz

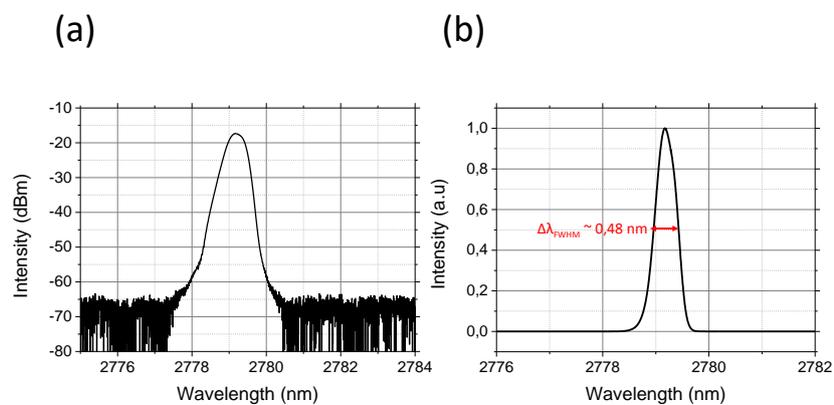


FIGURE 5.3 – Le spectre optique du laser à fibre ZBLAN dopée  $\text{Er}^{3+}$  à verrouillage de modes avec absorbant saturable pour une énergie d'impulsion de 1 nJ : (a) Echelle logarithmique ; (b) Echelle linéaire.

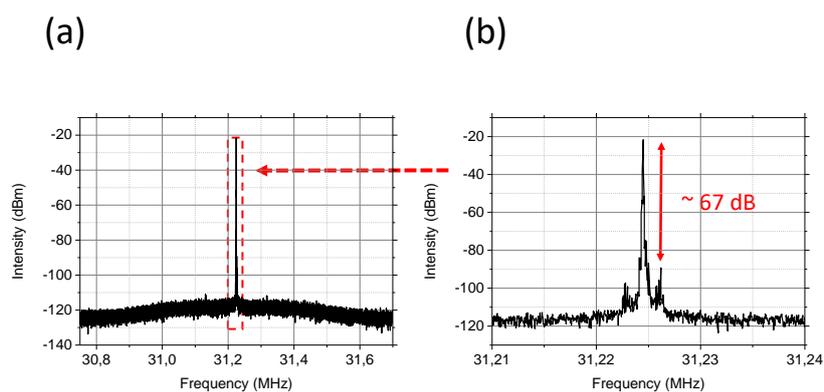


FIGURE 5.4 – Le spectre *RF* du train d'impulsions mesuré autour de la fréquence fondamentale 31,225 MHz et une résolution de 1 kHz, sur une fenêtre de 1 MHz (a) et de 300 kHz (b). Le spectre présente un contraste de 67 dB.

Pour analyser le comportement de cette source et évaluer les possibilités d'amélioration, nous avons développé un modèle numérique du laser, en exploitant la plateforme Fiberdesk.

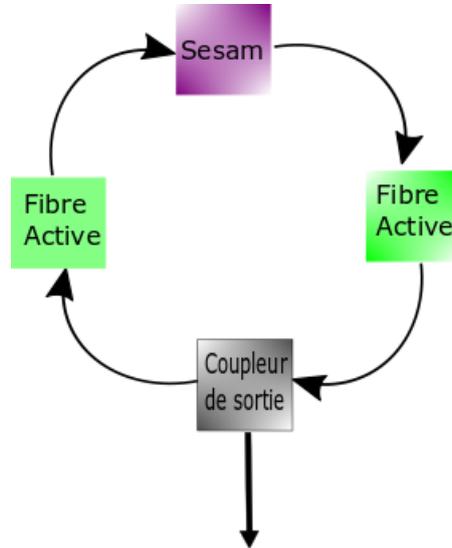


FIGURE 5.5 – Schéma de la cavité simulée sur *Fiberdesk*.

Le schéma de la cavité simulée est présenté à la figure (5.5). Les paramètres de la fibre à gain sont donnés dans le tableau (5.1). on considère les paramètres fournis par le fabricant pour l'absorbant saturable; c'est-à-dire une profondeur de modulation de 14% et un temps de relaxation de 10 ps. Pour l'ensemble de l'étude présentée ci-après, le critère de convergence est défini de telle sorte que la variation relative de l'intensité du champ électrique d'un aller-retour à l'autre soit inférieure à  $10^{-6}$  sur au moins 100 tours consécutifs.

Paramètres de la fibre ZBLAN dopée Er <sup>3+</sup>	Unité	Valeurs
Longueur	m	3
$\beta_2$	ps <sup>2</sup> /m	-0.086
Coefficient non-linéaire ( $\gamma$ )	W <sup>-1</sup> .km <sup>-1</sup>	0.23
Diamètre du mode	$\mu$ m	15
Gain à faible signal ( $g_0$ )	m <sup>-1</sup>	8
largeur de la bande de gain ( $\Delta\lambda_g$ )	nm	100

TABLE 5.1 – Paramètres de la fibre ZBLAN dopée Er<sup>3+</sup> utilisés pour la simulation de la cavité linéaire.

Le calcul démarre à partir d'un bruit et se stabilise après quelques dizaines de tours dans la cavité. Les paramètres numériques sont maintenus constants dans les simulations, sauf indication contraire explicite. Nous utilisons une fenêtre temporelle large de 100  $ps$  pour assurer une bonne résolution spectrale  $\Delta f_{\text{resol}} = 10$  GHz. Le nombre de points dans la fenêtre est fixé à  $2^{10}$ , correspondant à une résolution temporelle de 39  $fs$ . Une résolution temporelle (ou spectrale) plus élevée n'a pas entraîné de changements significatifs dans la dynamique de propagation des impulsions. Le pas de propagation pour l'algorithme à pas fractionné est uniformément fixé à  $\Delta z = 1\text{mm}$  et la longueur d'onde centrale de la fibre à gain est fixée à  $\lambda_{\text{fibreactive}} = 2779\text{nm}$ . Les solutions obtenues à l'état stationnaire présentent des profils temporels et spectraux de forme en sécante hyperbolique comme attendu en régime de dispersion anormale. Les résultats obtenus pour une énergie d'impulsion de 1  $nJ$  sont présentés sur la figure (5.6)

Les performances de ce régime sont similaires à la configuration expérimentale réalisée précédemment. Comme en expérience, les simulations prédisent des impulsions picosecondes avec des spectres étroits. La longueur d'onde centrale du spectre optique est de 2779  $nm$ , la largeur à mi-hauteur du spectre obtenue par simulation est de 553  $pm$  et celui mesuré est de 483  $pm$ .

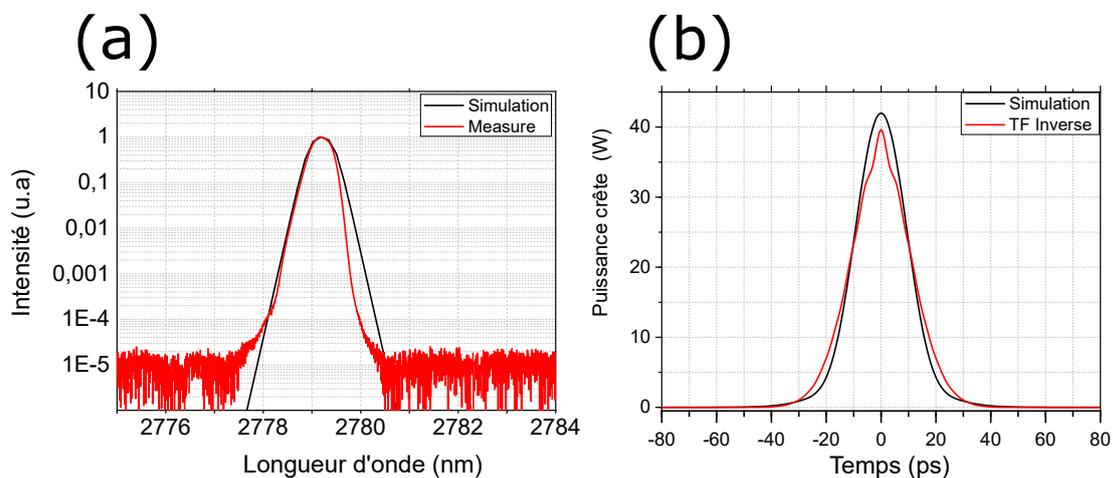


FIGURE 5.6 – Comparaison entre expérience et simulations numériques : (a) spectres optiques et (b) profils temporels.

Nous calculons à partir du spectre mesuré, le profil temporel par transformée de Fourier inverse ne tenant pas compte de la phase spectrale de l'impulsion. Nous comparons ensuite avec le profil temporel de l'impulsion simulée. La figure (5.6-(b)) présente les deux résultats. L'impulsion obtenue par simulation est très proche de l'expérience

pour une puissance crête de 40 W. La différence entre les deux impulsions est de 5 %. Les simulations semblent confirmer les observations expérimentales, avec des impulsions de quelques dizaines de picosecondes.

En conclusion, l'exploitation d'absorbants saturables à semi-conducteur a permis de réaliser un laser à fibre à verrouillage de modes dans la région du  $3\mu m$ . Des impulsions de plus de 23 ps de durée et une puissance de sortie moyenne de 32 mW à un taux de répétition de 31.2 MHz ont été obtenues. Cependant, la faible profondeur de modulation et le temps de relaxation relativement lent des absorbants saturables n'a pas permis de générer des impulsions sub-picoseconde. De plus, les absorbants saturables opérant dans cette région de longueurs d'ondes ont tendance à se dégrader rapidement. Des impulsions plus stables et beaucoup plus courtes à  $3\mu m$  peuvent être obtenues en utilisant une cavité en anneau incorporant le mécanisme de la rotation non-linéaire de polarisation. C'est la technique que nous décrivons dans les sections suivantes.

### 5.3 Laser à fibre à blocage de modes par ENP à $2,8\mu m$

Nous allons nous intéresser maintenant à la nouvelle configuration du laser à fibre ZBLAN dopée  $Er^{3+}$  à blocage de modes avec le mécanisme d'évolution non-linéaire de polarisation.

#### 5.3.1 Montage expérimental

Le schéma de l'oscillateur est illustré dans la figure (5.7). Cette cavité en anneau contient 3 mètres de fibre en verre fluoré double gaine (Le Verre Fluoré). La fibre est constituée d'un cœur de  $15\mu m$  de diamètre dopé aux ions  $Er^{3+}$  à 7 mol.% entouré par une gaine de forme quasi-rectangulaire de 240 et  $260\mu m$  de côtés. Un polymère de fluoroacrylate d'indice de réfraction inférieur entoure cette gaine, permettant une propagation multimode du faisceau de pompe ( $ON > 0,46$ ). La dispersion de la fibre ( $\beta_2 = -0,086 ps^2/m$  à  $2,8\mu m$ ) a été estimée sur la base de la composition du matériau et des propriétés de guidage [168]. La cavité opère en régime de dispersion anormale avec une dispersion totale de la cavité de  $\beta_{totale} = -0,25 ps^2$ . Les bouts de fibre n'étant pas protégés par rapport à l'aire ambiante, on veille à ne pas dépasser 1 W de signal laser à  $2,8\mu m$  afin de ne pas dégrader la fibre. Cette dégradation peut résulter soit de la diffusion d' $OH^-$

et de l'échauffement thermique associé [169], ou des pics d'intensités parasites dues à des instabilités de Q-switch. Les bouts de fibre ont été clivés en angle à  $12^\circ$  pour éviter les réflexions parasites pouvant affecter le processus de blocage de modes.

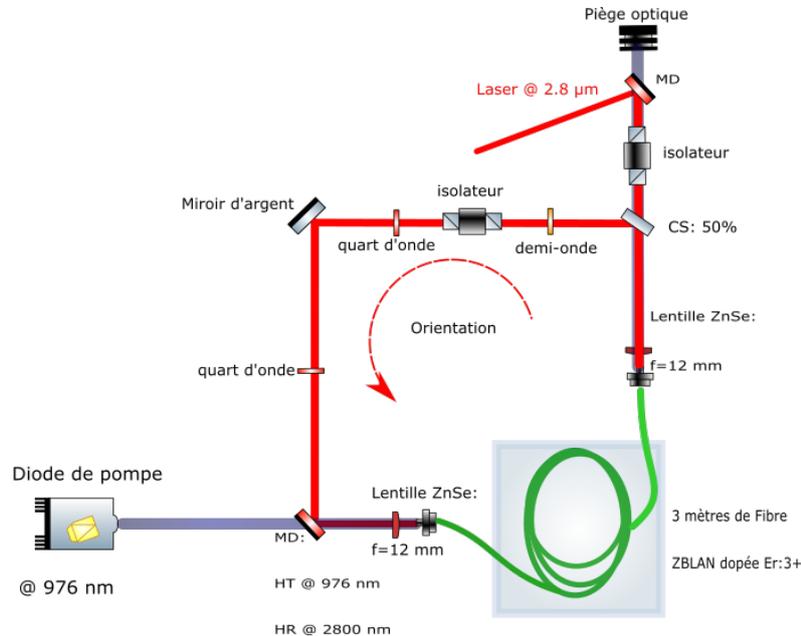


FIGURE 5.7 – Schéma du montage expérimental de la cavité laser en anneau. MD : miroir dichroïque. L'isolateur optique est également utilisé comme polariseur.

La fibre est pompée avec une diode laser multimode qui délivre jusqu'à 6 W de puissance continue à 980 nm. Le signal de pompe est couplé à l'intérieur de la cavité en anneau par l'intermédiaire d'un miroir dichroïque traité. On extrait 50 % du signal laser hors de la cavité grâce à un coupleur de sortie de 50/50. Le couplage des signaux laser et de pompage dans la fibre est réalisé via des lentilles asphériques en séléniure de zinc (ZnSe) avec une focale de ( $f = 12,5 \text{ mm}$ ), ayant une transmission que nous avons mesuré autour 75 % pour le signal et la pompe. La pompe résiduelle à la sortie de l'oscillateur est ensuite filtrée avec le miroir dichroïque isolant ainsi le signal laser.

Le verrouillage de modes est initié et maintenu par le mécanisme d'évolution non-linéaire de la polarisation (ENP) [170] via l'utilisation de lames de phase et d'un isolateur optique dépendant de la polarisation. Une deuxième lame quart d'onde est utilisée afin d'affiner le contrôle de la polarisation et ainsi apporter une plus grande précision dans le contrôle des paramètres du mécanisme de verrouillage de modes. L'isolateur, basé sur la rotation de Faraday, fait également office de polariseur et assure une propagation unidirectionnelle (sens anti-horaire, cf. figure (5.7)) du signal laser dans la cavité

annulaire. La longueur totale du segment de propagation d'espace libre dans la cavité est d'environ 1 m.

### 5.3.2 Résultats expérimentaux

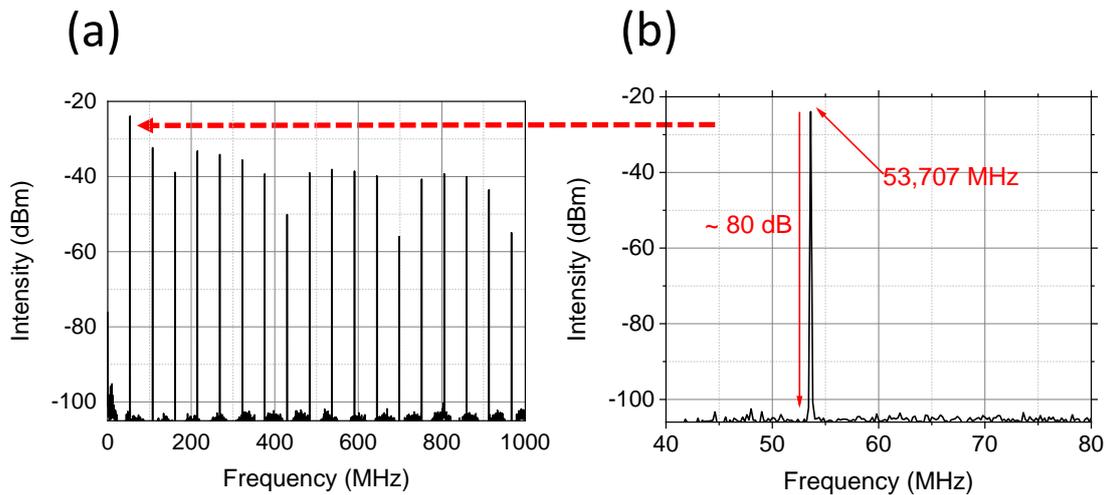


FIGURE 5.8 – Spectre radiofréquence du signal émis par le laser à fibre dopée Er<sup>3+</sup> en régime de verrouillage de modes par ENP sur une fenêtre de 1 GHz (a) et de 40 MHz (b).

Les orientations des lames de phase ont dû être ajustées avec une extrême précision (plus ou moins 1°) pour trouver un régime de verrouillage de modes stable et auto-démarrant. Pour une puissance de pompe 2 W (1,41 W après la lentille ZnSe), le fonctionnement en blocage de modes est maintenu pendant plusieurs heures, avec une fluctuation de la puissance moyenne de sortie de l'oscillateur inférieure à 1%. Le spectre RF du signal de sortie est présenté sur la figure (5.8). Il a été mesuré avec une photodiode HgCdTe (Le tellurure de mercure-cadmium) refroidie à l'azote liquide, et connectée à un pré-amplificateur (Kolmar Technologies, temps de montée <2 ns).

La figure (5.8-(a)) montre le spectre RF du signal mesuré à la sortie de l'oscillateur. Il est composé de plusieurs pics qui sont la fréquence fondamentale et ses harmoniques d'ordres supérieures jusqu'à 1 GHz. L'amplitude des pics reste stable sur plusieurs centaines de MHz indiquant un régime de verrouillage de modes stable. Le taux de répétition du train d'impulsions mesuré avec l'analyseur de spectre radiofréquence est de

53,708 MHz comme le montre la figure (5.8-(b)), correspondant bien à l'intervalle spectrale libre de la cavité. Le rapport signal sur bruit est d'environ 80 dB (avec une largeur de bande de résolution de 1 kHz et un span sur 40 MHz). Ce régime de fonctionnement reste stable pendant plusieurs heures.

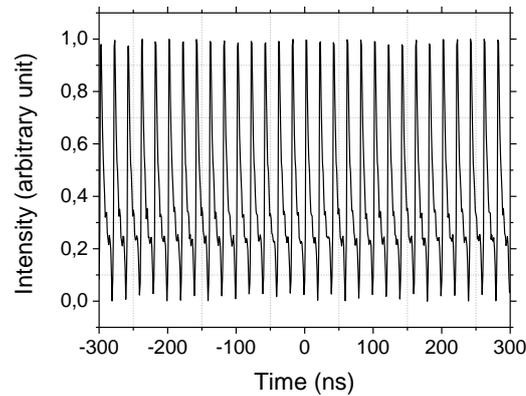


FIGURE 5.9 – Trace temporelle du train d'impulsions dans le régime de verrouillage de modes..

La figure (5.9) montre le train d'impulsions enregistré à la sortie de l'oscillateur sur une échelle de temps de 120 ns. Il se caractérise par sa régularité et présente une faible modulation d'enveloppe. La période du train d'impulsions ( $\approx 18,6$  ns) correspond bien au temps d'un tour dans la cavité. La durée des impulsions individuelles ne peut pas être résolue directement car elle est inférieure à la résolution du photodétecteur.

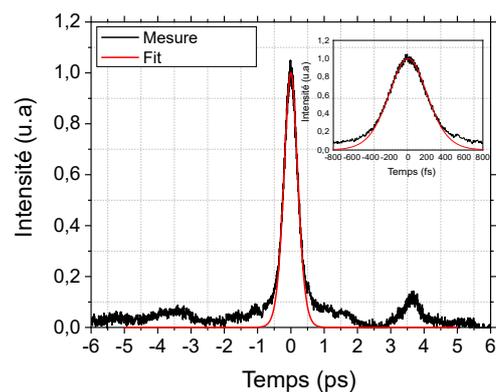


FIGURE 5.10 – Trace d'autocorrélation mesurée à la sortie de l'oscillateur. La durée de l'impulsion est estimée à 315 fs en considérant un profil temporel idéal en  $\text{sech}^2(t)$ .

Le spectre RF et l'allure temporelle du train d'impulsions semblent indiquer un fonctionnement mono-impulsionnel. Cependant, pour compléter ces caractérisations, il est

nécessaire de mesurer le profil temporel de l'impulsion avec un autocorrélateur couvrant des longueurs d'ondes allant jusqu'à  $3 \mu m$ . La trace d'autocorrélation typique des impulsions extraites de la cavité est montrée sur la figure (5.10). Le meilleur ajustement théorique est obtenu en supposant un profil d'intensité en sécante hyperbolique d'un largeur à mi-hauteur de 315 fs.

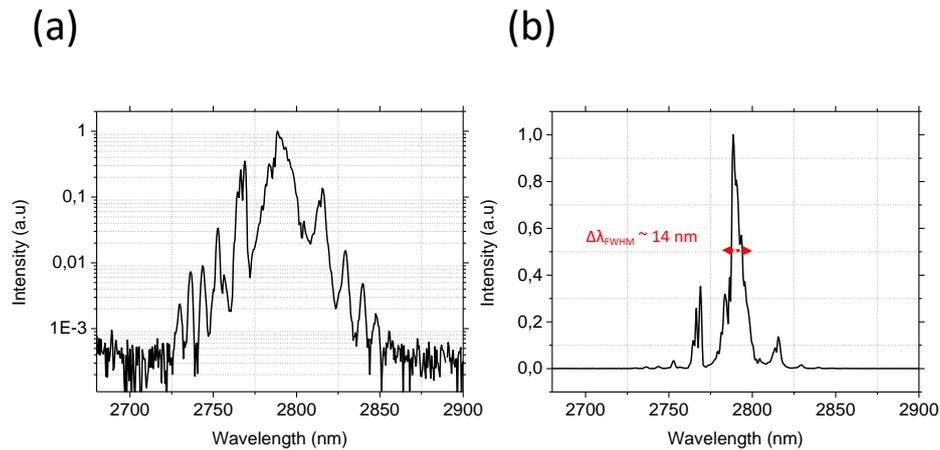


FIGURE 5.11 – Spectre optique du laser à fibre ZBLAN dopée  $Er^{3+}$  en verrouillage de mode avec le mécanisme de RNL, mesuré avec (YOKOGAWA AQ6376). (a) Échelle logarithmique. (b) Échelle linéaire.

Le spectre optique des impulsions générées en sortie sont présentées sur la figure (5.11). Les hachures observées sur le spectre optique sont la conséquence de la longue propagation en espace libre jusqu'à l'appareil de mesure, qui affecte considérablement le spectre du signal en raison de l'absorption de vapeur d'eau dans l'environnement au voisinage de  $2,8 \mu m$ . La largeur à mi-hauteur du spectre optique est d'environ  $14 nm$ .

Par ailleurs, le spectre de sortie contient de forts pics spectraux répartis symétriquement sur les deux côtés de la longueur d'onde centrale  $\lambda_c = 2789 nm$ , que nous voyons plus clairement sur la figure (5.11-(a)). Ces caractéristiques spectrales, appelées bandes latérales de Kelly, confirment que le laser fonctionne dans le régime solitonique [148]. Du point de vue temporel, les bandes latérales de Kelly correspondent à des ondes dispersives résonantes qui se propagent avec le soliton à l'intérieur de la cavité. Un verrouillage de modes dans le régime de solitonique était attendu car la dispersion de la fibre est fortement anormale à  $2,8 \mu m$ . Connaissant la fréquence associée à chaque bande

latérale, la dispersion globale de la cavité et la durée de l'impulsion circulant dans la cavité peuvent être déduites à l'aide de l'équation suivante [148] :

$$(f_m - f_c)^2 = \frac{m}{\pi|\beta_{totale}|} - \frac{1}{4\pi^2\tau^2} \quad (5.1)$$

Où  $f_m$  correspond à la fréquence de la bande latérale d'ordre  $m$ ,  $f_c = 1,07 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$  (correspondant à  $\lambda = 2789 \text{ nm}$ ) est la fréquence porteuse,  $\beta_{totale}$  est la dispersion globale de la cavité et  $\tau$  est la durée de l'impulsion. Notons que la largeur à mi-hauteur d'une impulsion de forme en sécante hyperbolique est donnée par  $\approx 1,763 \tau$ . En effectuant une régression linéaire des différences de fréquence  $(f_m - f_c)^2$  en fonction du nombre entier  $m$  et en utilisant l'équation (5.1), on trouve une dispersion de la cavité  $\beta_{totale} = -0,24 \text{ ps}^2$ . En supposant que la dispersion de la cavité soit principalement régie par la dispersion du segment de  $3 \text{ m}$  de la fibre de fluorure, la dispersion de la fibre peut être approximée par  $\beta_2 = \beta_{totale}/3\text{m} = -0,080 \text{ ps}^2\text{m}^{-1}$ , ce qui est en bon accord avec notre estimation précédente de  $\beta_2 = -0,086 \text{ ps}^2\text{m}^{-1}$ . La largeur à mi-hauteur moyenne estimée de l'impulsion dans la cavité, également calculée à partir de l'équation (5.1), est de  $320 \text{ fs}$ , ce qui est conforme avec la mesure expérimentale.

La cavité peut générer un train d'impulsions stable avec une puissance moyenne à la sortie pouvant atteindre  $36 \text{ mW}$ , compte tenu du taux de répétition de  $54 \text{ MHz}$  ceci correspond à une énergie de  $0,66 \text{ nJ}$ .

Pour confirmer le fonctionnement mono-impulsionnel du laser à ce niveau d'énergie, nous avons mené des simulations numériques en s'appuyant sur le schéma synoptique du laser montré sur la figure (5.12). Il s'agit d'une cavité en anneau comprenant une fibre ZBLAN dopée  $\text{Er}^{3+}$  à dispersion anormale et un coupleur de sortie (CS) à l'extrémité de la cavité, ayant un taux de couplage autour de  $30 \%$ . Le mécanisme de verrouillage de modes est modélisé par une fonction de transmission correspondant à absorbant saturable résultant d'un système à deux niveaux. Le calcul démarre à partir d'un bruit et peut converger vers une solution impersonnelle stable après plusieurs tours de cavité.

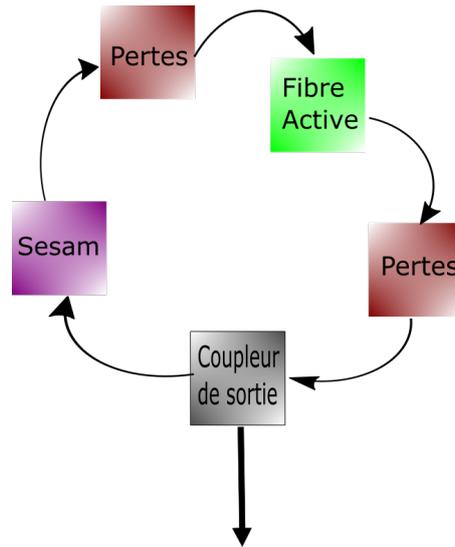


FIGURE 5.12 – Représentation schématique de la cavité en anneau simulé par *Fiberdesk*.

Les paramètres de la fibre active dopée erbium sont donnés dans le tableau (5.1). On tient compte dans la simulation des pertes dues à l'injection du signal dans la fibre active, et aussi des pertes dues aux éléments optiques constituant la cavité (lentilles de collimation, miroirs, isolateur, ..), étant donné que la cavité est principalement en espace libre. Les simulations sont effectuées en considérant un absorbant saturable artificiel à réponse instantanée, avec une profondeur de modulation de 90%. Un tel contraste élevé ne pourrait pas être obtenu en utilisant un absorbant saturable réel, mais il peut être atteint par le mécanisme de la rotation non-linéaire de la polarisation. Le coupleur de sortie est fixé à une valeur de 50 %. La résolution numérique commence à partir du bruit ou d'un profil d'impulsions donné et le calcul s'arrête lorsqu'une solution stationnaire est atteinte. La solution converge vers une solution impulsionnelle qui se stabilise après quelques tours dans la cavité. Nous obtenons des impulsions d'une énergie de  $0.68 \text{ nJ}$  qui présentent des caractéristiques très similaires à notre mesure expérimentale.

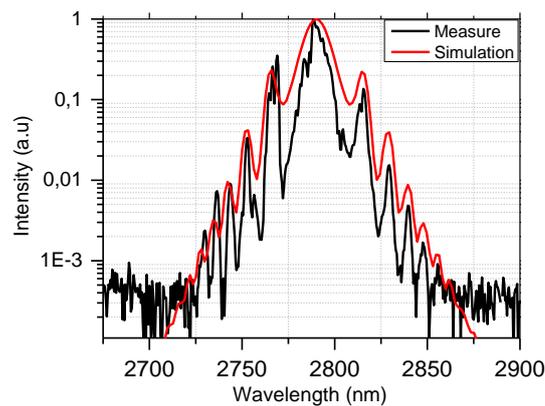


FIGURE 5.13 – Le spectre normalisé de l’impulsion obtenue par simulation de la cavité sur *Fiberdesk* et celui mesuré expérimentalement dans le régime de blocage de mode par le spectromètre *YOKOGAWA AQ6376*.

La figure (5.13) présente les spectres normalisés de l’impulsion simulée et celle mesurée en échelles logarithmiques. La remise en forme périodique des impulsions causée par les pertes et gains intra-cavité induit les bandes latérales, qui sont la signature du fonctionnement dans le régime de dispersion anormale. Les prédictions numériques sont très proches de celles mesurées expérimentalement au niveau de la forme du spectre et de sa largeur spectrale. La trace temporelle calculée est montrée sur la figure (5.14). Elle présente une largeur à mi-hauteur de 320  $fs$ . Le profil temporel obtenu par transformation de Fourier du spectre expérimental est très proche de celui calculé numériquement.

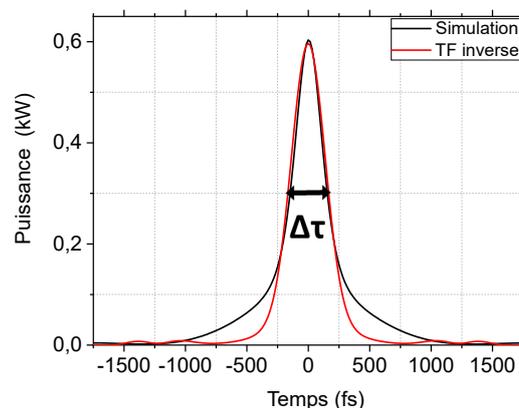


FIGURE 5.14 – Profil temporel de la solution calculée numériquement (courbe en noir) en comparaison avec l’impulsion obtenue par transformation de Fourier du spectre expérimental (courbe rouge).

Pour la majorité des applications visées, des énergies de quelques dizaines de nano-joules sont nécessaires. Dans cette perspective, nous avons développé une chaîne d'amplification qui est présentée dans la section suivante.

#### 5.4 Amplificateur à fibre ZBLAN dopée Er<sup>3+</sup> à 2,8 $\mu\text{m}$

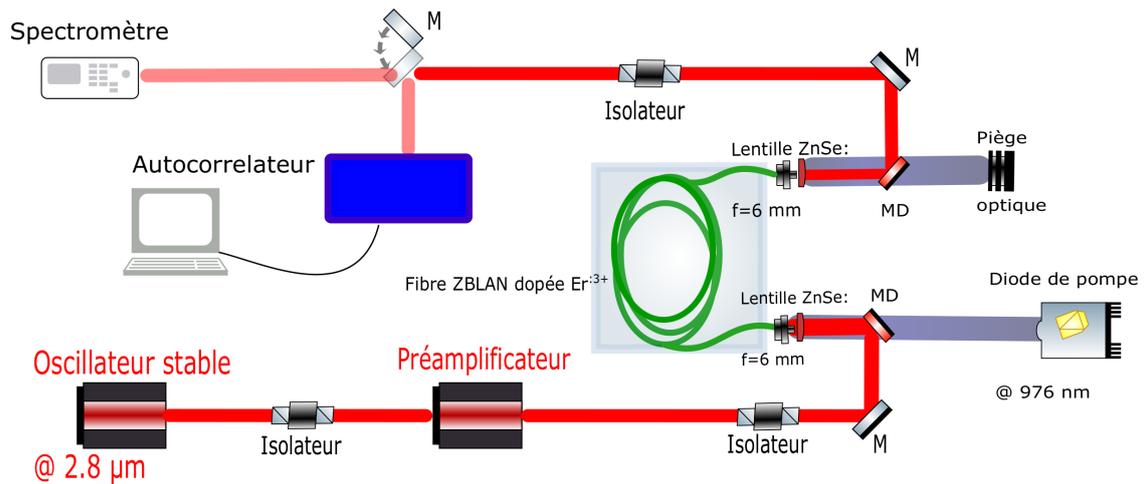


FIGURE 5.15 – Schéma de la configuration expérimentale du MOPA à fibre ZBLAN dopée Er<sup>3+</sup> pour un laser pulsé à 2,8  $\mu\text{m}$ .

La figure (5.15) illustre la configuration de la chaîne d'amplification développée. Elle se constitue de trois étages : Un oscillateur, un pré-amplificateur et un amplificateur de puissance. L'architecture de l'oscillateur a été décrite dans la section (5.3). On protège chaque étage par un isolateur pour éviter toute instabilité du système pouvant émaner d'une éventuelle réflexion. En effet, un retour dans la chaîne pourrait déclencher une émission laser dans les amplificateurs qui peut causer l'endommagement des bouts des fibres situées en amont. Ce sont les points les plus fragiles du système.

Le rôle principale du pré-amplificateur est de permettre à l'amplificateur de puissance d'opérer en régime saturé. Ce régime réduit l'impact des fluctuations éventuelles du signal de sortie de l'oscillateur sur les performances de sortie du système apportant ainsi une meilleure stabilité. L'architecture du pré-amplificateur est similaire à celle de l'amplificateur de puissance. Le pré-amplificateur est constitué d'une fibre active ZBLAN à double gaine dopée erbium de longueur 1,6 m et pompée en contra-propagatif. Deux configurations ont été étudiées pour le dernier étage avec des longueurs de 2,2 et 4 m. Nous avons adopté la configuration avec une longueur de fibre active de 2,2 m

suite aux performances plus élevées qu'elle présente par rapport à celle de 4 m (figure (5.16)). De plus, nous avons veillé à faire un clivage avec angle ( $12^\circ$ ) de l'extrémité de la fibre, dans le but de rendre négligeable la réflexion de Fresnel au niveau de l'interface verre-air en sortie.

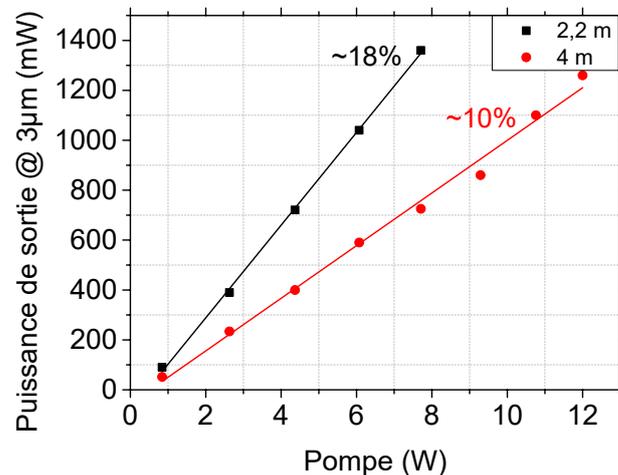


FIGURE 5.16 – Evolution de la puissance du signal en fonction de la puissance de pompe pour les configurations à 2,2m et 4m.

Nous avons mesuré l'autocorrélation de l'impulsion ainsi que son spectre à la sortie du pré-amplificateur. Les résultats sont reportés sur la figure (5.17).

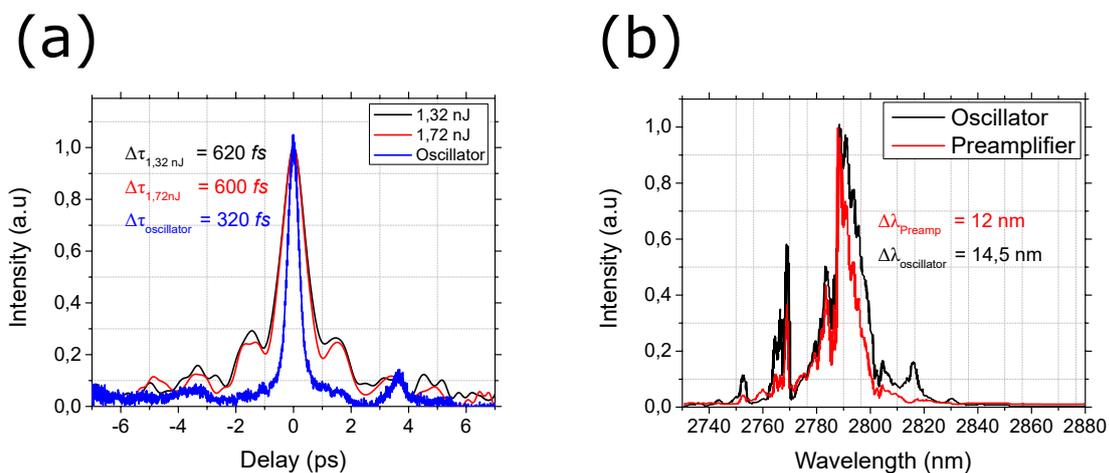


FIGURE 5.17 – Traces d'autocorrélation (a) et spectres optiques (b) mesurés en sortie du préamplificateur en comparaison avec les caractéristiques en sortie d'oscillateur.

Nous observons un rallongement de la durée de l'impulsion ainsi qu'un rétrécissement du spectre de l'impulsion pré-amplifiée par rapport au signal d'entrée. Nous avons réalisé une simulation numérique (4.2) d'un simple passage dans la fibre active

pour pouvoir interpréter ces résultats. Les résultats de cette simulation sont reportés sur la figure (5.18).

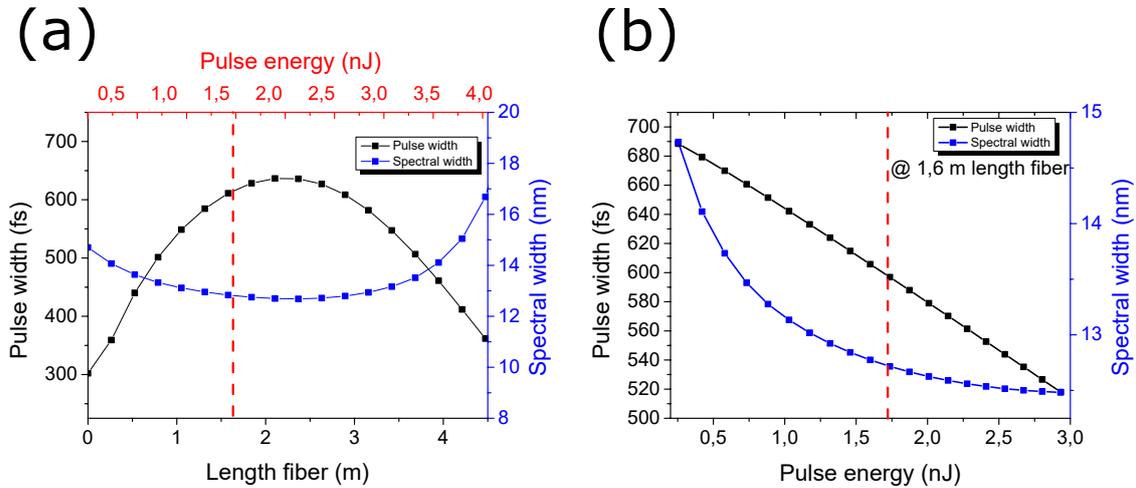


FIGURE 5.18 – Résultats des simulations numériques de la propagation dans le préamplificateur : (a) évolution de la durée et de la largeur spectrale en fonction de la position dans la fibre active et (b) caractéristiques de l'impulsion extraite en fonction de l'énergie.

La figure (5.18 (a)) présente l'évolution temporelle et spectrale de l'impulsion en fonction de la longueur de la fibre pour une puissance de pompe constante. La courbe a une forme parabole démarant des paramètres initiaux de l'impulsion d'entrée avec un maximum se situant autour de 2 m de fibre. Le calcul nous montre que l'impulsion subit un élargissement temporel et un rétrécissement spectral tout en gagnant en énergie lors de sa propagation le long de la fibre active. Le calcul présenté est très proche de notre résultat expérimental pour le point de fonctionnement autour de 1,6 m. On fixe cette longueur de fibre et on varie par la suite la puissance de pompe de la fibre active, en faisant varier l'énergie de saturation du gain du modèle numérique présenté dans le chapitre (4). La figure (5.18 (b)) présente le résultat de ce calcul. Pour de faibles énergies, l'impulsion subit un allongement temporel et un rétrécissement spectral qui semble provenir du filtrage par le gain. La simulation prévoit une compression temporelle du soliton ainsi qu'un élargissement spectral pour de plus hautes énergies.

### 5.4.1 Caractérisation de l'amplificateur de puissance

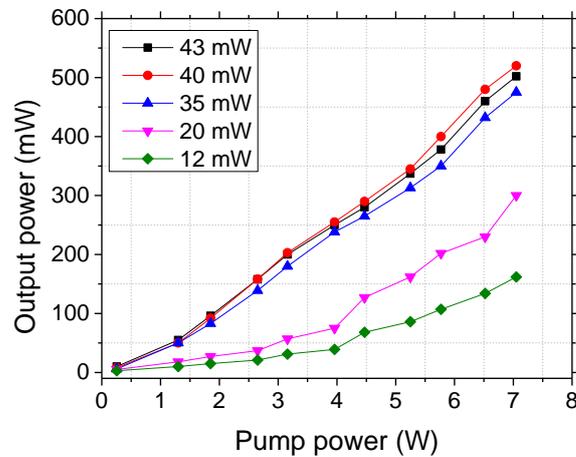


FIGURE 5.19 – Évolution des performances de l'amplificateur de puissance en fonction de la puissance de pompage pour différentes puissances d'entrée.

Dans notre montage expérimental, la puissance de sortie de l'étage de puissance a été mesurée pour différentes valeurs de la puissance d'entrée en faisant varier le niveau de pompage. La variation de la puissance du signal d'entrée dans l'amplificateur de puissance est obtenue en atténuant la puissance de sortie du pré-amplificateur grâce à la lame demi-onde et de l'isolateur, qui fait office de polariseur. La puissance de pompe maximale disponible est d'environ 21 W, mais pour des raisons de sécurité, on va se limiter à 12 W afin de ne pas endommager les bouts de la fibre. Les courbes de rendement en puissance de l'amplificateur sont résumées sur la figure (5.19). L'efficacité de cet amplificateur à fibre augmente avec la puissance de signal. Toutefois, un signal injecté au-delà de 35 mW correspondant à 0,7 nJ d'énergie par impulsion ne donne pas une réelle différence d'amplification, indiquant le passage en régime de saturation. Par la suite, nous nous assurerons d'injecter des impulsions de plus de 1nJ d'énergie dans les derniers étages d'amplification. Nous avons mesuré les spectres de sorties ainsi que l'auto-corrélation à la sortie de l'amplificateur pour différentes puissances de pompe. Les résultats de la mesure d'auto-corrélation de l'impulsion accompagnés de la simulation numérique pour différentes durées d'impulsion sont reportés sur la figure (5.20).

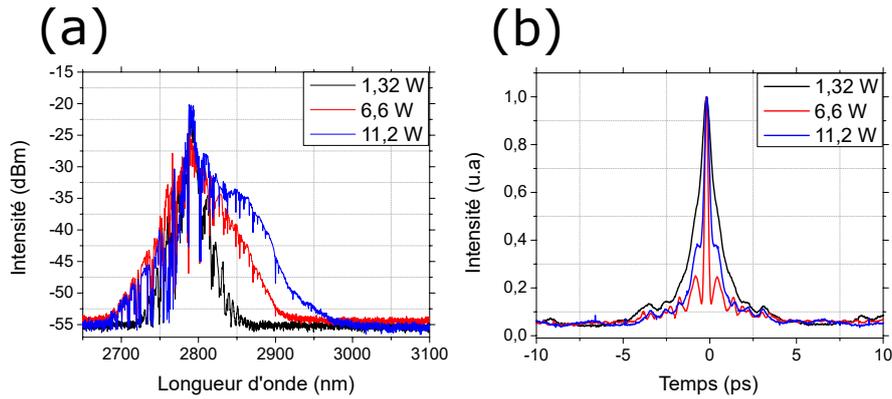


FIGURE 5.20 – (a) Spectre du signal amplifié et (b) autocorrélation du signal en fonction de la puissance de pompe mesurée à la sortie de l'amplificateur de puissance.

Afin d'interpréter les résultats, nous avons réalisé plusieurs simulations de l'amplification de l'impulsion dans la fibre active. Nous avons utilisé en entrée de l'amplification un profil d'impulsion qui reproduit notre mesure expérimentale. Les résultats de ces simulations sont présentés sur la figure (5.21). Ces résultats montrent qu'à partir d'une longueur de fibre de 2 m à des puissances de pompe élevées (> 6 W), l'amplificateur joue le rôle d'un attracteur permettant aux impulsions d'évoluer vers une durée inférieure à 200 fs sans perturbations majeures. Ce résultat a été mesuré et prouvé récemment par [144].

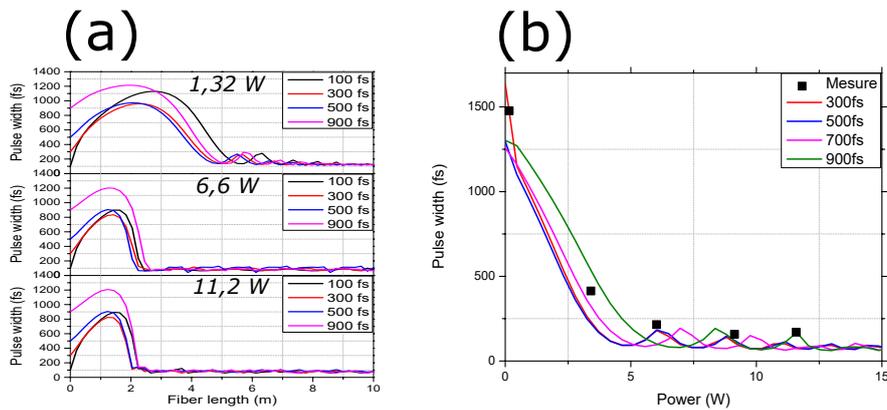


FIGURE 5.21 – (a) Simulation numérique de l'évolution de la durée d'impulsion en fonction de la longueur de la fibre active pour trois valeurs de puissance de pompe de l'amplificateur. (b) Comparaison de la mesure d'autocorrélation avec la simulation numérique de l'évolution de la durée d'impulsion en fonction de la puissance de pompe de l'amplificateur pour une longueur de la fibre active de 3 m.

La dynamique d'amplification de solitons dans les fibres à dispersion anormale dépend de plusieurs paramètres (gain, dispersion, non-linéarité, longueur de fibre, profil

temporel initial, etc.). Certaines grandes lignes peuvent néanmoins être établies afin de bâtir une intuition pour expliquer ce processus d'amplification. Dans un premier temps, on néglige l'effet Raman ainsi que les effets non-linéaires et dispersifs d'ordres supérieurs pour ne considérer que les effets de base (automodulation de phase et dispersion chromatique). La dynamique temporelle et spectrale d'une impulsion initiale en forme de sécante hyperbolique dans un amplificateur à fibre en régime de dispersion anormale est déduite dans les résultats ci-dessus. En supposant un gain uniforme de forme lorentzienne le long de la fibre. Les paramètres de simulation ne sont pas décrits ici, car la description de la dynamique d'amplification se veut être simplement qualitative. Sur cette figure, on remarque que le soliton subit d'abord un léger étalement temporel dû au filtrage spectral par le gain. Il en suit une compression importante d'un facteur supérieur à 10 sans perte d'énergie notable dans le soliton. On parle alors d'amplification adiabatique du soliton [144]. Lors de la propagation, le soliton tente d'adapter son profil temporel à son augmentation en énergie de façon à subsister comme soliton fondamental ( $N = 1$ ). En présence d'un gain important dans l'amplificateur, l'impulsion ne peut s'adapter assez rapidement et finit par évoluer sous forme d'un soliton d'ordre supérieur. Son évolution devient donc périodique avec des cycles de compression et d'étalement temporels et spectraux. Cette étape de compression ou cette évolution périodique ne peut perdurer, car la largeur de bande de l'amplificateur est limitée dans les amplificateurs réels. Dans la simulation présentée ci-dessus, la largeur de bande de gain est de  $100 \text{ nm}$ . À un certain endroit lors de la compression, la largeur spectrale de l'impulsion vient à excéder celle du gain. La partie centrale de son spectre subit alors davantage de gain que ses extrémités, ce qui cause un rétrécissement spectral et un élargissement temporel. L'impulsion devient également chirpée. Après une certaine distance, l'impulsion chirpée ne peut s'amplifier davantage et l'énergie est alors distribuée aux piédestaux accompagnant l'impulsion. Ces piédestaux peuvent alors s'amplifier suffisamment pour former de nouveaux solitons accompagnant l'impulsion principale. Ce processus peut être cascadié à plusieurs reprises et l'on assiste alors à la formation d'impulsions multiples à la sortie de l'amplificateur [171]. Évidemment, la présence d'un soliton d'ordre supérieur n'est que fictive puisqu'en réalité, l'effet Raman et la dispersion d'ordre supérieur déstabilisent cette propagation périodique. Il reste néanmoins que la formation

d'impulsions multiples et plusieurs autres phénomènes peuvent être observés en présence de ces effets non-linéaires et dispersifs, ainsi que par l'effet de la propagation de l'impulsion dans l'air [172].

### 5.4.2 Auto-décalage solitonique Raman

Le développement récent de lasers à fibre à solitons femtoseconde émettant à 2,8  $\mu\text{m}$  ouvre une nouvelle voie pour la génération d'impulsions ultracourtes dans la région spectrale du moyen infrarouge. Dans cette partie, nous allons présenter les résultats du décalage Raman dans deux fibres ZBLAN ayant des caractéristiques différentes.

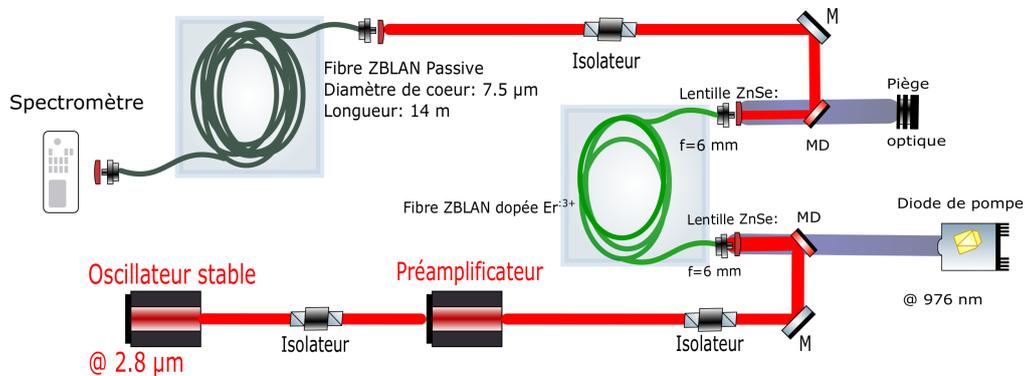


FIGURE 5.22 – Schéma de la source à auto-décalage en fréquence de soliton. Un isolateur optique a été placé à la sortie de l'amplificateur pour le protéger d'éventuels retours.

Le système amplificateur présenté dans la section précédente est utilisé pour pomper une fibre ZBLAN passive. Le faisceau laser extrait de l'amplificateur est collimaté grâce à une lentille *ZnSe* d'une focale de 6  $\text{mm}$ , et par la suite injecté dans une fibre passive en passant par un isolateur, afin de protéger l'amplificateur d'éventuels retours. L'injection dans la fibre passive, d'une longueur de 14  $\text{m}$  et d'un cœur de diamètre de  $\Phi = 7.5\mu\text{m}$  se fait grâce à un objectif de microscope en *ZnSe* ayant une focale de 6  $\text{mm}$  et un ouverture numérique de 0.25. Les pertes par injection sont estimées autour de 75 %, qui sont principalement dues aux pertes dans l'isolateur et dans les optiques en *ZnSe*. Les propriétés spectrales du faisceau extrait de la fibre passive sont mesurées avec un analyseur de spectre optique moyen infrarouge couvrant la fenêtre 1.5 - 3.4  $\mu\text{m}$ .

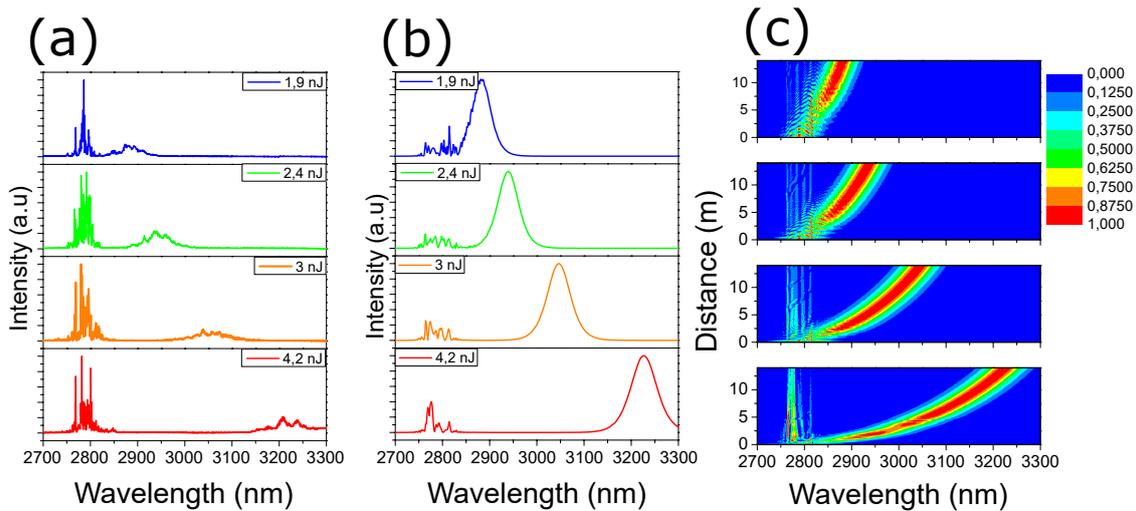


FIGURE 5.23 – Évolution du spectre optique mesuré expérimentalement (a) et calculé numériquement (b) en fonction de l'énergie des impulsions d'entrée. (c) Évolution du spectre le long de la fibre passive pour différents niveaux d'énergie à l'entrée.

La figure (5.23-(a)) présente les spectres mesurés en sortie la fibre passive pour différentes valeurs de l'énergie injectée à l'entrée de la fibre passive. Pour chaque niveau d'énergie de l'impulsion d'entrée, nous avons réalisé une simulation numérique dont les résultats sont reportés sur la figure (5.23-(b)). Au lieu d'utiliser un profil temporel  $sech^2(t)$  idéal, nous avons inclus un profil d'entrée simulé qui imite les propriétés de notre impulsion ultrarapide pour une meilleure comparaison avec le système laser expérimental. La figure (5.23-c) représente l'évolution du spectre de l'impulsion le long de la fibre passif effectuée par la simulation numérique montrant ainsi l'effet de la longueur de la fibre passif sur l'auto-décalage solitonique par effet Raman. On observe un décalage continu du spectre couvrant les longueurs d'ondes allant de  $2800 \text{ nm}$  à  $3300 \text{ nm}$ . Les fortes pertes de cette plateforme ne permettent pas d'aller au-delà de  $4.5 \text{ nJ}$  d'énergie à l'entrée. Par ailleurs, les instabilités induites par l'absorption dans l'air semblent impacter la qualité des spectres des solitons décalés. le soliton décalé ne présente pas un profil en sécante hyperbolique propre, contrairement à la simulation. Ceci est dû au fait que la simulation ne tient pas compte de l'effet de la propagation de l'impulsion dans l'air, qui affecte le spectre de l'impulsion. L'énergie du soliton Raman et l'efficacité de conversion sont calculées en intégrant l'aire sous la courbe spectrale, comme indiqué dans [173], et sont reportés sur la figure (5.24).

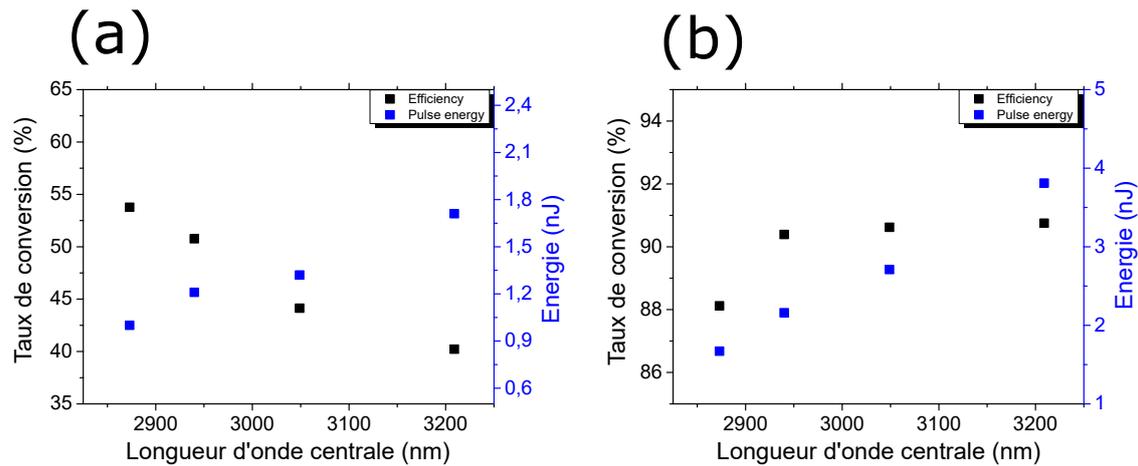


FIGURE 5.24 – Taux de conversion et énergie du soliton décalé en fréquence mesurés expérimentalement (a) et calculés numériquement (b).

La mesure montre un faible taux de conversion qui reste autour de 50 % et une énergie d'impulsion Raman entre 1 et 2 nJ, qui décroît avec les longueurs d'ondes croissantes. Ce résultat est très faible comparé à celui prédit numériquement qui indique un taux de conversion qui croît avec la longueur d'ondes et qui dépasse 90%, ce qui représente une conversion quasi-totale du soliton injecté. Ceci est dû principalement à deux causes majeures, la première raison peut être associée à la déformation du spectre de l'impulsion au cours de sa propagation dans l'aire, ce qui l'éloigne du modèle du soliton idéal et agit par conséquent sur son taux de décalage vers les longueurs d'ondes lointaine. La deuxième raison est que l'absorption de la fibre croît avec les longueurs d'ondes [144], l'absorption dans la fibre n'a pas été tenu en compte lors de la simulation. Ceci a pour effet de baisser l'énergie du soliton décalé vers les longueurs d'ondes lointaines, et par conséquent baisse le taux de conversion. Il est également possible que l'impulsion de pompe souffre d'une dérive en fréquence qui réduit sa puissance crête.

Afin de convertir efficacement la plupart de l'énergie dans le soliton principal et de maximiser son déplacement vers des longueurs d'ondes plus longues, nous avons préparé un long segment de fibre ZBLAN dopée Er<sup>3+</sup> d'une longueur de 15 m. La fibre active double gain a été dénudée à 2 m de distance de son entrée sur quelques centimètres dans lesquels le revêtement externe a été remplacé par un polymère de haut indice permettant l'évacuation de la pompe vers l'extérieur, voir figure (5.25). La première section de la fibre agit comme un amplificateur pour les impulsions provenant du pré-amplificateur tandis que le segment non pompé restant agit comme un convertisseur à

auto-décalage en fréquence de solitons plus loin dans le moyen infrarouge (*MIR*). Cette approche réduit considérablement la complexité et les pertes du système car elle ne nécessite aucune soudure entre les fibres monomodes actives et passives. L'autre avantage de cette nouvelle configuration est que la fibre utilisée présente une aire modale plus grande, ce qui est favorable pour la montée en énergie du soliton Raman.

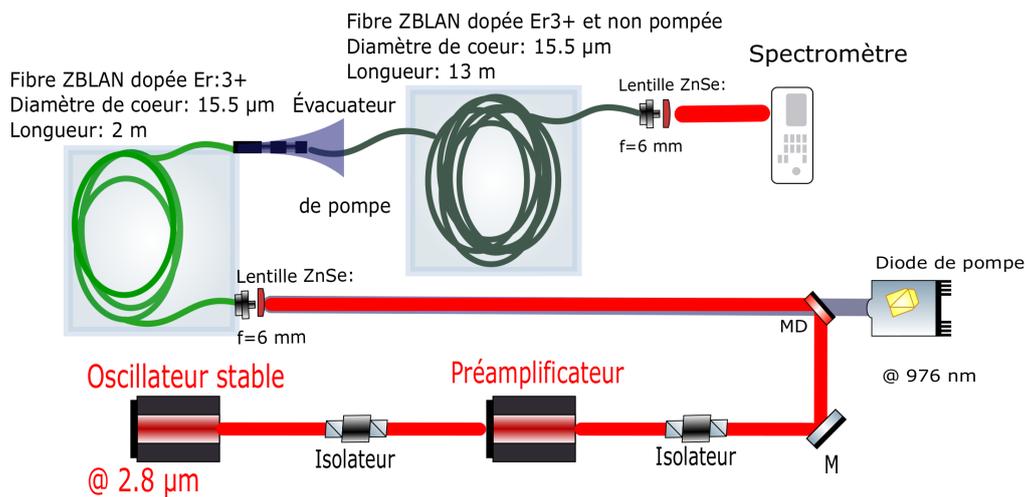


FIGURE 5.25 – Schéma du montage de la source à auto-décalage en fréquence de soliton de seconde génération. Un polymère à haut indice a été implémenté après 2 m de fibre pour évacuer la pompe à 975 nm, laissant les 13 m restant le rôle d'une fibre passive.

La figure (5.26-(a)) présente les spectres optiques mesurés en sortie de l'amplificateur/convertisseur pour différents niveau de pompage. La figure (5.26-(b)) présentes les résultats des simulations numériques correspondants à chaque pompage de l'amplificateur. L'évolution du spectre optique le long de la fibre non-pompée calculé numériquement est présentée sur la figure (5.26-c). Comme dans le cas de la simulation précédente, l'atténuation de la fibre pour les grandes longueurs d'ondes n'est pas prise en considération

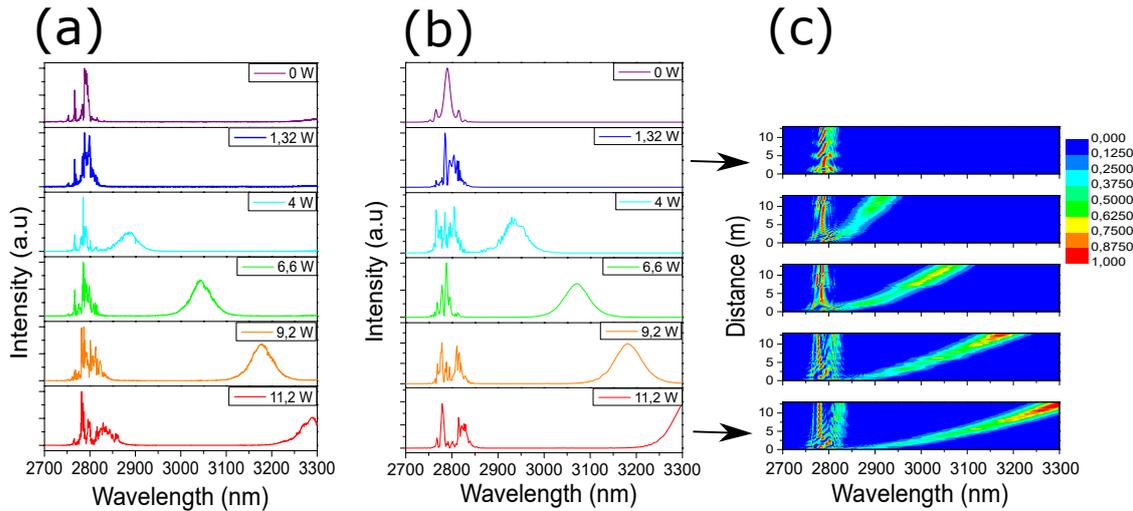


FIGURE 5.26 – Caractéristiques spectrales du système mixte amplificateur/convertisseur pour différents niveaux de pompage mesurés expérimentalement (a) et calculés numériquement (b). Évolution du spectre optique le long de la fibre non-pompée (c).

À mesure que la puissance de la pompe augmente, un soliton se forme et se déplace continuellement vers des longueurs d'ondes plus longues dans la fibre passive, atteignant une longueur d'onde centrale maximale de  $3,3 \mu\text{m}$  à une puissance de pompe de  $11,2 \text{ W}$ . Pour les puissances de pompage élevées ( $> 9 \text{ W}$ ), le décalage du soliton principal commence à ralentir et nous assistons à la formation d'un deuxième soliton à proximité de l'impulsion principale donnant lieu à l'interférence entre les deux structures dont les traces sont visibles sur les spectres de la figure (5.25-c).

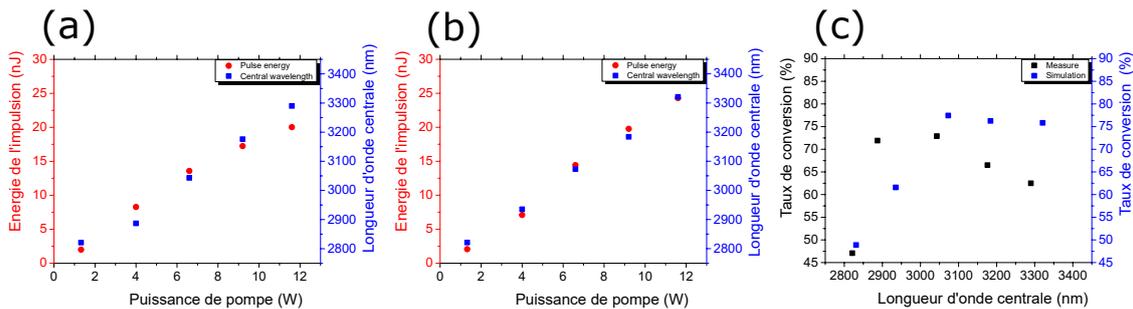


FIGURE 5.27 – Comparaison entre (a) le taux de conversion et d'énergie de l'impulsion décalé mesuré et (b) le taux de conversion et d'énergie de l'impulsion décalée simulée numériquement. (c)

L'énergie du soliton Raman et son décalage spectral de la longueur d'onde centrale du soliton pour la mesure et la simulation numérique, en fonction de l'évolution de la puissance de pompe sont représentés sur la figure (5.27-(a) et (b)). Nous obtenons

une des impulsions centrées à 3300 nm ayant une énergie allant jusqu'à 20 nJ. La simulation numérique reproduit bien la mesure expérimentale. La figure (5.27-(c)) nous permet d'expliquer cette différence, nous remarquons que le taux de conversion du soliton Raman mesurée décroît avec les longueurs d'ondes, contrairement à la simulation qui conserve un taux de conversion stable. Ceci confirme l'influence de l'absorption de la fibre ZBLAN pour les grandes longueurs d'ondes. En comparant cette mesure avec celle faite dans la fibre passive d'un diamètre de coeur  $\Phi_{coeur} = 7,5\mu m$ , celle-ci montre deux effets importants au processus de décalage Raman, le premier met en évidence l'influence de la propagation atmosphérique sur le décalage Raman. Cet effet déforme le spectre de l'impulsion amplifiée réduisant ainsi son taux de conversion. La deuxième est l'effet du diamètre du coeur dans le décalage solitonique Raman, nous avons mesuré un décalage vers 3300 nm avec une énergie d'impulsion injectée dans la fibre passive de 2nJ alors que dans la dernière mesure, on atteint ce décalage qu'à partir d'une injection estimée autour de 34 nJ.

## 5.5 Conclusion

En conclusion, nous avons conçu et réalisé un système laser à fibre très efficace qui produit des impulsions solitoniques accordables de 2,8 à 3,3  $\mu m$  en faisant simplement varier la puissance de la pompe de l'amplificateur. Ce schéma d'amplification simple permet la génération de solitons stables et isolés à la limite de Fourier d'une durée inférieure à 200 fs avec une énergie allant jusqu'à 20 nJ et une puissance de crête estimée supérieure à 200 kW. Le modèle numérique prédit avec précision le comportement du système expérimental dans différentes conditions de pompage. Ce modèle nous permet d'identifier un comportement attracteur de l'amplificateur qui peut finalement conduire à une source ultra-rapide accordable avec une stabilité améliorée contre les petites perturbations de l'oscillateur. Ce système accordable en longueur d'onde atteignant une puissance moyenne de l'ordre du Watt, s'étalant sur la région du 3 $\mu m$  est en cours d'utilisation pour une application, à savoir la génération du supercontinuum dans le moyen infrarouge, grâce au pompage de guides d'ondes GaAs.



# Conclusion générale

Le thème central de ces travaux de thèse est la conception et réalisation de sources lasers ultra-rapides dans la région du moyen *IR* et dans le THz. Nous avons abordé ces problématiques en deux parties distinctes. Tout d'abord, nous avons réalisé une source laser ultra-rapide émettant dans la région spectrale du THz en exploitant le processus de conversion non linéaire induit dans un plasma à deux couleurs. Nous avons dans un premier temps caractérisé l'impulsion THz temporellement et spatialement grâce à la détection électro-optique et aussi en puissance avec une cellule de *Golay*. Notre source délivre des impulsions monocycliques de 500 fs de durée avec des intensités de champ pouvant atteindre plusieurs centaines de kV/cm. En fonction des réglages, les champ THz émis peut couvrir la gamme 0,1 à 10 THz. Dans un deuxième temps, nous avons étudié l'interaction des impulsions THz ainsi produites avec une nanopointe en tungstène et une autre en aluminium. Nous avons observé que le flux d'électrons émis par effet de champ est proportionnel à l'intégrale du champ THz pour les deux nanopointes. Les résultats de nos mesures montrent que l'effet d'antenne dû aux dimensions de la nanopointe affectent directement la forme et l'intensité du champ local induit à la surface de l'échantillon. Par la suite, nous avons développé une source laser ultrarapide émettant dans l'IR moyen en exploitant des fibres en verre fluoré dopées à l'erbium. Nous avons ainsi réalisé une source à verrouillage de modes par évolution non-linéaire de la polarisation délivrant des impulsions sub-picosecondes à  $2.8 \mu\text{m}$ . Nous avons également développé une chaîne d'amplification permettant d'atteindre une puissance crête suffisante pour engendrer un auto-décalage spectral au-delà de  $3 \mu\text{m}$ . Cette source peut s'avérer très utile dans les applications de spectroscopie infrarouge.

Après une introduction générale du contexte des sources d'impulsions ultracourtes, nous avons présenté dans un premier temps, dans le chapitre 1, l'état de l'art des sources d'impulsions THz ultracourtes ainsi que quelques applications potentielles. Nous avons abordé dans un deuxième temps la théorie de la la génération d'impulsions THz par

plasma à deux couleurs en combinant une impulsion infrarouge à 800 nm avec sa seconde harmonique. Nous avons discuté la distribution spatiale du faisceau THz résultat de ce mécanisme de génération par plasma.

Dans le chapitre 2, nous avons choisi de présenter le montage expérimental de notre source THz réalisée au laboratoire GPM qui exploite le mécanisme de génération THz par mélange à deux couleurs dans un plasma. Nous avons utilisé une cellule de Golay pour mesurer et calibrer l'énergie de l'impulsion THz générée et la technique de détection électro-optique (EO) permettant de mesurer directement l'amplitude du champ THz et donc de déduire le spectre de l'impulsion THz par transformée de Fourier. Nous avons par la suite caractérisé temporellement et spatialement notre source, nous avons aussi étudié l'influence des différents paramètres de l'expérience sur la mesure notamment l'influence de l'humidité de l'air sur le spectre de l'impulsion THz.

Par la suite dans le chapitre 3, nous abordons l'application de notre source THz impulsionnelle pour l'étude de l'interaction d'un champ THz intense avec un objet nanométrique. Dans cette étude, nous nous sommes intéressés plus particulièrement à la mesure du champ local engendré par l'impulsion THz en mesurant le courant émis par une nano-pointe polarisée négativement. Afin de mesurer cette interaction, nous avons utilisé une configuration pompe-sonde qui exploite une partie du faisceau infrarouge comme pompe pour émettre des électrons dont le flux dépend de l'intensité locale du champ THz. Nous avons montré que si les impulsions THz générées par plasma ont une large bande passante de 1 THz à plus de 10 THz, le signal mesuré par émission d'électrons voit sa bande spectrale se réduire. Nous avons montré grâce à des mesures faites avec une nanopointe en tungstène et une autre en aluminium, que ce comportement est due à la forme géométrique de la nanopointe qui agit comme une antenne. Nous montrons que les caractéristiques électriques du circuit RLC équivalent à la nanopointe peuvent être calculées en s'appuyant sur un modèle simple. Ceci donne lieu à une méthode simple pour prédire le champ THz local induit à la surface de la nanopointe. Le chapitre 4 se voulant introductif de la deuxième partie des travaux de cette thèse, contient l'état de l'art sur les lasers opérant dans la région du moyen infrarouge. Nous avons commencé par décrire les différents types de lasers opérant dans cette région du spectre et en particulier les lasers à fibre en verre fluoré. Nous avons ensuite introduit la plateforme numérique utilisée pour l'aide à la conception des différentes

sources développées dans ces travaux. Nous avons également abordé les mécanismes de verrouillage de modes passif et enfin nous avons décrit qualitativement les différents régimes de verrouillage de modes.

Dans le chapitre 5, nous avons discuté les différentes sources lasers développées autour de  $3 \mu\text{m}$ . Ceci concerne d'abord un oscillateur à verrouillage de modes par absorbant saturable à semi-conducteur qui produit des impulsions picosecondes. L'implémentation d'un oscillateur à fibre dopée erbium à blocage de mode par évolution non-linéaire de la polarisation a permis de produire des impulsions sub-picoseconde de 320 fs de durée avec 600 W de puissance de crête, surpassant les performances en termes de puissance crête des impulsions obtenues avec le verrouillage de modes avec l'absorbant saturable. Le régime impulsif est auto-démarrant à partir du bruit et le train d'impulsions à 54 MHz de taux de répétition est très stable en amplitude comme le confirme les mesure radiofréquence. Les simulations numériques de la dynamique du laser reproduisent quantitativement les performances de sortie du laser, ce qui confirme le comportement mono-impulsif de la source. Un système d'amplification à deux étages a permis de générer des impulsions sub-picosecondes pouvant atteindre 34 nJ d'énergie. Finalement, nous avons démontré un système laser à fibre très efficace qui produit des impulsions solitoniques accordables de 2,8 à 3,4  $\mu\text{m}$  en exploitant l'auto-décalage en fréquence de solitons par effet Raman dans une fibre optique. Les solitons ainsi produits présentent des durées de l'ordre de 200 fs avec des puissances crêtes de plus de 50 kW.

### **Perspectives**

Ce travail de thèse a permis de développer des sources d'impulsions ultracourtes innovantes opérant dans le moyen infrarouge et le THz pour répondre à des applications originales dans les domaines de l'analyse de la matière et la spectroscopie. Concernant la source THz développée au laboratoire GPM, il est envisagé d'utiliser les impulsions THz pour contrôler l'émission d'ions à partir d'une nanopointe en vue d'analyser sa composition chimique à l'échelle atomique. En effet, le contrôle ultrarapide de la matière par un champ électromagnétique intense à l'échelle atomique est essentiel pour les futures investigations et manipulations de la dynamique d'ionisation et de l'excitation dans les solides. Le couplage d'impulsions térahertz de durée picoseconde à des nanostructures métalliques permet la génération d'un champ électrique extrêmement

localisé et fort permettant un contrôle du courant ionique à l'échelle nanométrique. Les résultats préliminaires obtenus en exploitant des impulsions THz mono-cycles montrent que l'évaporation ionique induite par le champ local exacerbé n'est accompagnée d'aucun effet thermique contrairement à ce qui se passe lors de l'utilisation d'impulsions laser UV. Ceci ouvre de nouvelles perspectives pour l'utilisation de ce mécanisme d'évaporation athermique en sonde atomique tomographique pour l'analyse de matériaux biologiques.

Pour le laser dans le moyen infrarouge développé au laboratoire CORIA, des travaux sont en cours en vue de simplifier l'architecture de la cavité à travers l'utilisation d'absorbants saturables à base de nanotubes de carbone ou de graphène. La réalisation d'une source à gestion de dispersion est également en ligne de mire en vue d'augmenter les performances de l'oscillateur à verrouillage de modes. La source développée est un montage hybride contenant une partie en espace libre et une partie fibrée, l'utilisation d'un combinateur de pompe, le développement de connecteurs et de collimateurs robustes compatibles avec les fibres de verre fluoré, le développement d'un coupleur à fibre cœur à cœur sont des enjeux majeurs pour la conception de cavités en anneau entièrement fibrée.

Une des applications les plus convoitées pour la source ultrarapide haute cadence développée ici est la génération d'un supercontinuum étendu couvrant toute la région spectrale de l'infrarouge moyen. Dans ce contexte, l'équipe laser du CORIA participe au consortium BISCOT soutenu par l'agence Nationale pour la Recherche et qui vise à développer des sources de supercontinuum moyen infrarouge en couplant les sources ultrarapides fibrées à  $3 \mu\text{m}$  avec des guides en GaAs à orientation périodique. Cette plateforme constitue un nouveau paradigme pour construire des sources compactes et performantes en vue d'adresser des applications en spectroscopie.

# Liste des travaux publiés

## Liste des publications

### Article en cours de publication :

Angela Vella, Jonathan Houard, Laurent Arnoldi, Mincheng Tang, Matthias Boudant, Anas Ayoub, Antoine Normand, Gerald Da Costa, Ammar hideur « *High-resolution terahertz-driven Atom Probe Tomography* » Soumis à Science Advances (2020),

### Article publié :

Jonathan Houard, Laurent Arnoldi, Anas Ayoub, Ammar hideur, Angela Vella « *Nanotip response to monocycle terahertz pulses* » Applied Physics Letters (2020),

## Liste des conférences

### Communication invité au JNOG Optique Saclay :

Ayoub Anas, Hugo Delahaye, Marlène Paris, Khmaies Guesmi, Geoffroy Granger et al. « *Sources laser ultra-rapides fibrées émettant dans le moyen infrarouge* » Journées Nationales de l'Optique Guidée (JNOG), 2019, Saclay, France

### Communication à Optique Toulouse :

K. Guesmi, A. Haboucha, A. Ayoub, S. Idlahcen, T. Godin, A. Hideur, « *High-power ultrafast fiber laser system at 3  $\mu\text{m}$*  », Optique Toulouse 2018, 3-6 juillet 2018



# Bibliographie

- [1] Theodore H MAIMAN et al. « Stimulated optical radiation in ruby ». In : (1960).
- [2] Michelle L STOCK et Gerard MOUROU. « Chirped pulse amplification in an erbium-doped fiber oscillator/erbium-doped fiber amplifier system ». In : *Optics communications* 106.4-6 (1994), p. 249-252.
- [3] Cheryl J KAMINSKY et al. *Display systems using organic laser light sources*. US Patent 6,869,185. Mar. 2005.
- [4] HA HAFEZ et al. « Intense terahertz radiation and their applications ». In : *Journal of Optics* 18.9 (2016), p. 093004.
- [5] Péter DOMBI et al. « Strong-field nano-optics ». In : *Reviews of Modern Physics* 92.2 (2020), p. 025003.
- [6] Yun-Shik LEE. *Principles of terahertz science and technology*. T. 170. Springer Science & Business Media, 2009.
- [7] Masayoshi TONOUCHI. « Cutting-edge terahertz technology ». In : *Nature photonics* 1.2 (2007), p. 97.
- [8] D GRISCHKOWSKY et al. « Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors ». In : *JOSA B* 7.10 (1990), p. 2006-2015.
- [9] Bradley FERGUSON et Xi-Cheng ZHANG. « Materials for terahertz science and technology ». In : *Nature materials* 1.1 (2002), p. 26.
- [10] Binbin B HU et Martin C NUSS. « Imaging with terahertz waves ». In : *Optics letters* 20.16 (1995), p. 1716-1718.
- [11] Kodo KAWASE et al. « Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints ». In : *Optics express* 11.20 (2003), p. 2549-2554.
- [12] JB JACKSON et al. « Terahertz imaging for non-destructive evaluation of mural paintings ». In : *Optics communications* 281.4 (2008), p. 527-532.

- 
- [13] H HAMSTER et al. « Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction ». In : *Physical review letters* 71.17 (1993), p. 2725.
- [14] Matthias C HOFFMANN et al. « THz-pump/THz-probe spectroscopy of semiconductors at high field strengths ». In : *JOSA B* 26.9 (2009), A29-A34.
- [15] Peter GAAL et al. « Nonlinear terahertz response of n-type GaAs ». In : *Physical review letters* 96.18 (2006), p. 187402.
- [16] G Lawrence CARR et al. « High-power terahertz radiation from relativistic electrons ». In : *Nature* 420.6912 (2002), p. 153.
- [17] PY HAN et al. « A direct comparison between terahertz time-domain spectroscopy and far-infrared Fourier transform spectroscopy ». In : *Journal of Applied Physics* 89.4 (2001), p. 2357-2359.
- [18] M YAHYAPOUR et al. « Non-contact contact thickness measurements with terahertz pulses ». In : *Proc. World Conf. Non-Destruct. Test.* 2016, p. 1-8.
- [19] Jerome FAIST et al. « Quantum cascade laser ». In : *Science* 264.5158 (1994), p. 553-556.
- [20] R KAZARINOV. « Possibility of amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with superlattice ». In : *Sov. Phys.-Semicond.* 5.4 (1971), p. 707-709.
- [21] Miriam Serena VITIELLO et al. « Quantum cascade lasers : 20 years of challenges ». In : *Optics express* 23.4 (2015), p. 5167-5182.
- [22] Christoph WALTHER et al. « Quantum cascade lasers operating from 1.2 to 1.6 THz ». In : *Applied Physics Letters* 91.13 (2007), p. 131122.
- [23] Keita OHTANI et al. « Far-Infrared Quantum Cascade Lasers Operating in the AlAs Phonon Reststrahlen Band ». In : *ACS photonics* 3.12 (2016), p. 2280-2284.
- [24] Dominic BACHMANN et al. « Short pulse generation and mode control of broadband terahertz quantum cascade lasers ». In : *Optica* 3.10 (2016), p. 1087-1094.
- [25] F. XIE et al. « Watt-Level Room Temperature Continuous-Wave Operation of Quantum Cascade Lasers With  $>10$  m ». In : *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 19.4 (2013), p. 1200407-1200407.

- [26] G MOUROU et al. « Picosecond microwave pulses generated with a subpicosecond laser-driven semiconductor switch ». In : *Applied Physics Letters* 39.4 (1981), p. 295-296.
- [27] Peter R SMITH, David H AUSTON et Martin C NUSS. « Subpicosecond photoconducting dipole antennas ». In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 24.2 (1988), p. 255-260.
- [28] JY SUEN et al. « Characterization and modeling of a terahertz photoconductive switch ». In : *Applied Physics Letters* 96.14 (2010), p. 141103.
- [29] Robert W BOYD. *Nonlinear optics, 3rd.* 2008.
- [30] FG SUN, W JI et X-C ZHANG. « Two-photon absorption induced saturation of THz radiation in ZnTe ». In : *Lasers and Electro-Optics, 2000.(CLEO 2000). Conference on.* IEEE. 2000, p. 479-480.
- [31] A TOMASINO et al. « Wideband THz time domain spectroscopy based on optical rectification and electro-optic sampling ». In : *Scientific reports* 3 (2013), p. 3116.
- [32] F BLANCHARD et al. « Generation of 1.5  $\mu$ J single-cycle terahertz pulses by optical rectification from a large aperture ZnTe crystal ». In : *Optics Express* 15.20 (2007), p. 13212-13220.
- [33] CL SAM. « Laser Damage of GaAs and ZnTe at 1.06  $\mu$  ». In : *Applied optics* 12.4 (1973), p. 878-879.
- [34] T LÖFFLER et al. « Large-area electro-optic ZnTe terahertz emitters ». In : *Optics express* 13.14 (2005), p. 5353-5362.
- [35] Shayne M HARREL et al. « Influence of free-carrier absorption on terahertz generation from ZnTe (110) ». In : *Journal of Applied Physics* 107.3 (2010), p. 033526.
- [36] Janos HEBLING et al. « Velocity matching by pulse front tilting for large-area THz-pulse generation ». In : *Optics Express* 10.21 (2002), p. 1161-1166.
- [37] H HIRORI et al. « Single-cycle terahertz pulses with amplitudes exceeding 1 MV/cm generated by optical rectification in LiNbO<sub>3</sub> ». In : *Applied Physics Letters* 98.9 (2011), p. 091106.

- [38] Shu-Wei HUANG et al. « High conversion efficiency, high energy terahertz pulses by optical rectification in cryogenically cooled lithium niobate ». In : *Optics letters* 38.5 (2013), p. 796-798.
- [39] C VICARIO et al. « High efficiency THz generation in DSTMS, DAST and OH1 pumped by Cr : forsterite laser ». In : *Optics express* 23.4 (2015), p. 4573-4580.
- [40] Carlo VICARIO, Balazs MONOSZLAI et Christoph P HAURI. « GV/m single-cycle terahertz fields from a laser-driven large-size partitioned organic crystal ». In : *Physical Review Letters* 112.21 (2014), p. 213901.
- [41] Rupert HUBER et al. « Generation and field-resolved detection of femtosecond electromagnetic pulses tunable up to 41 THz ». In : *Applied Physics Letters* 76.22 (2000), p. 3191-3193.
- [42] Alexander SELL, Alfred LEITENSTORFER et Rupert HUBER. « Phase-locked generation and field-resolved detection of widely tunable terahertz pulses with amplitudes exceeding 100 MV/cm ». In : *Optics letters* 33.23 (2008), p. 2767-2769.
- [43] H HAMSTER et al. « Short-pulse terahertz radiation from high-intensity-laser-produced plasmas ». In : *Physical Review E* 49.1 (1994), p. 671.
- [44] Ki-Yong KIM et al. « Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields ». In : *Optics Express* 15.8 (2007), p. 4577-4584.
- [45] T LÖFFLER, F JACOB et HG ROSKOS. « Generation of terahertz pulses by photoionization of electrically biased air ». In : *Applied Physics Letters* 77.3 (2000), p. 453-455.
- [46] Aurélien HOUARD et al. « Strong enhancement of terahertz radiation from laser filaments in air by a static electric field ». In : *Physical review letters* 100.25 (2008), p. 255006.
- [47] T LÖFFLER et HG ROSKOS. « Gas-pressure dependence of terahertz-pulse generation in a laser-generated nitrogen plasma ». In : *Journal of applied physics* 91.5 (2002), p. 2611-2614.
- [48] HG ROSKOS et al. « Broadband THz emission from gas plasmas induced by femtosecond optical pulses : From fundamentals to applications ». In : *Laser & photonics reviews* 1.4 (2007), p. 349-368.

- [49] DJ COOK et RM HOCHSTRASSER. « Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air ». In : *Optics letters* 25.16 (2000), p. 1210-1212.
- [50] Ki-Yong KIM et al. « Coherent control of terahertz supercontinuum generation in ultrafast laser-gas interactions ». In : *Nature photonics* 2.10 (2008), p. 605.
- [51] A NGUYEN et al. « Spectral dynamics of THz pulses generated by two-color laser filaments in air : the role of Kerr nonlinearities and pump wavelength ». In : *Optics express* 25.5 (2017), p. 4720-4740.
- [52] Vladimir Stepanovich POPOV. « Tunnel and multiphoton ionization of atoms and ions in a strong laser field (Keldysh theory) ». In : *Physics-Uspekhi* 47.9 (2004), p. 855-885.
- [53] Ki-Yong KIM. « Generation of coherent terahertz radiation in ultrafast laser-gas interactions ». In : *Physics of Plasmas* 16.5 (2009), p. 056706.
- [54] Ki-Yong KIM et al. « High-power broadband terahertz generation via two-color photoionization in gases ». In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 48.6 (2012), p. 797-805.
- [55] YS YOU, TI OH et KY KIM. « Off-axis phase-matched terahertz emission from two-color laser-induced plasma filaments ». In : *Physical review letters* 109.18 (2012), p. 183902.
- [56] Yi LIU et al. « Maker fringes in the Terahertz radiation produced by a 2-color laser field in air ». In : *Optics express* 17.14 (2009), p. 11480-11485.
- [57] Xu XIE, Jianming DAI et X-C ZHANG. « Coherent control of THz wave generation in ambient air ». In : *Physical Review Letters* 96.7 (2006), p. 075005.
- [58] Qi WU et X-C ZHANG. « Free-space electro-optic sampling of terahertz beams ». In : *Applied Physics Letters* 67.24 (1995), p. 3523-3525.
- [59] Paul CM PLANKEN et al. « Measurement and calculation of the orientation dependence of terahertz pulse detection in ZnTe ». In : *JOSA B* 18.3 (2001), p. 313-317.
- [60] Antoine WOJDYLA et Guilhem GALLOT. « Brewster's angle silicon wafer terahertz linear polarizer ». In : *Optics Express* 19.15 (2011), p. 14099-14107.

- [61] Q WU et X-C ZHANG. « Free-space electro-optics sampling of mid-infrared pulses ». In : *Applied physics letters* 71.10 (1997), p. 1285-1286.
- [62] Q WU et X-C ZHANG. « 7 terahertz broadband GaP electro-optic sensor ». In : *Applied Physics Letters* 70.14 (1997), p. 1784-1786.
- [63] G GALLOT et D GRISCHKOWSKY. « Electro-optic detection of terahertz radiation ». In : *JOSA B* 16.8 (1999), p. 1204-1212.
- [64] Richard BUCHNER, Josef BARTHEL et J STAUBER. « The dielectric relaxation of water between 0 C and 35 C ». In : *Chemical Physics Letters* 306.1-2 (1999), p. 57-63.
- [65] DA KLEINMAN. « Theory of second harmonic generation of light ». In : *Physical Review* 128.4 (1962), p. 1761.
- [66] Amnon YARIV et Pochi YEH. « The application of Gaussian beam formalism to optical propagation in nonlinear media ». In : *Optics Communications* 27.2 (1978), p. 295-298.
- [67] Tobias KAMPFRATH, Koichiro TANAKA et Keith A NELSON. « Resonant and non-resonant control over matter and light by intense terahertz transients ». In : *Nature Photonics* 7.9 (2013), p. 680.
- [68] Ralph Howard FOWLER et Lothar NORDHEIM. « Electron emission in intense electric fields ». In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 119.781 (1928), p. 173-181.
- [69] FM CHARBONNIER et al. « Basic and applied studies of field emission at microwave frequencies ». In : *Proceedings of the IEEE* 51.7 (1963), p. 991-1004.
- [70] Peter HOMMELHOFF, C KEALHOFER et MA KASEVICH. « Reaching the resolved tunnel regime for a femtosecond oscillator driven field emission electron source ». In : *Laser physics* 19.4 (2009), p. 736-738.
- [71] G HERINK, L WIMMER et C ROPERS. « Field emission at terahertz frequencies : AC-tunneling and ultrafast carrier dynamics ». In : *New Journal of Physics* 16.12 (2014), p. 123005.
- [72] Wenqian Ronny HUANG. « All-optical electron acceleration with ultrafast THz pulses ». Thèse de doct. Massachusetts Institute of Technology, 2017.

- [73] Andrey NOVITSKY et al. « Microscopic model of the THz field enhancement in a metal nanoslit ». In : *Optics Communications* 284.23 (2011), p. 5495-5500.
- [74] Stefan MASTEL et al. « Terahertz nanofocusing with cantilevered terahertz-resonant antenna tips ». In : *Nano letters* 17.11 (2017), p. 6526-6533.
- [75] Kanglin WANG et al. « Antenna effects in terahertz apertureless near-field optical microscopy ». In : *Applied physics letters* 85.14 (2004), p. 2715-2717.
- [76] Ronald W WAYNANT, Ilko K ILEV et Israel GANNOT. « Mid-infrared laser applications in medicine and biology ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 359.1780 (2001), p. 635-644.
- [77] Siegfried WARTEWIG et Reinhard HH NEUBERT. « Pharmaceutical applications of Mid-IR and Raman spectroscopy ». In : *Advanced drug delivery reviews* 57.8 (2005), p. 1144-1170.
- [78] Uwe MORGNER et al. « Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti : sapphire laser ». In : *Optics letters* 24.6 (1999), p. 411-413.
- [79] C. CROSSE. *Mid-IR Pulse Generation Using Cr<sup>2+</sup> : ZnSe*. 2013. URL : <http://www.slideshare.net/ChelseyCrosse/midir-pulse-generation-using-cr2znse> (visité le 30/09/2019).
- [80] Gregory J WAGNER et al. « Continuous-wave broadly tunable Cr<sup>2+</sup> : ZnSe laser ». In : *Optics Letters* 24.1 (1999), p. 19-21.
- [81] Zhao-Wei WANG et al. « Graphene Q-switched Cr : ZnSe laser ». In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 51.5 (2015), p. 1-5.
- [82] Daiki OKAZAKI et al. « Self-starting mode-locked Cr : ZnS laser using single-walled carbon nanotubes with resonant absorption at 2.4  $\mu\text{m}$  ». In : *Optics letters* 44.7 (2019), p. 1750-1753.
- [83] M Natali CIZMECIYAN et al. « Kerr-lens mode-locked femtosecond Cr<sup>2+</sup> : ZnSe laser at 2420 nm ». In : *Optics letters* 34.20 (2009), p. 3056-3058.
- [84] Yuchen WANG et al. « 47-fs Kerr-lens mode-locked Cr : ZnSe laser with high spectral purity ». In : *Optics Express* 25.21 (2017), p. 25193-25200.

- [85] Li WANG et al. « Nanosecond Pulse Generation at 2.7  $\mu\text{m}$  From a Passively Q-Switched Er : Y2O 3 Ceramic Laser ». In : *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 24.5 (2018), p. 1-6.
- [86] Nikolai TOLSTIK et al. « Graphene mode-locked Cr : ZnS chirped-pulse oscillator ». In : *Optics express* 22.6 (2014), p. 7284-7289.
- [87] Nathalie NAGL et al. « Efficient femtosecond mid-infrared generation based on a Cr : ZnS oscillator and step-index fluoride fibers ». In : *Optics letters* 44.10 (2019), p. 2390-2393.
- [88] Dohyun KIM et al. « Polarization-maintaining nonlinear-amplifying-loop-mirror mode-locked fiber laser based on a 3 $\times$  3 coupler ». In : *Optics Letters* 44.5 (2019), p. 1068-1071.
- [89] Xiaoming REN et al. « Generation of 1 kHz, 2.3 mJ, 88 fs, 2.5  $\mu\text{m}$  pulses from a Cr 2+ : ZnSe chirped pulse amplifier ». In : *Optics letters* 43.14 (2018), p. 3381-3384.
- [90] Vladimir V FEDOROV et al. « 3.77-5.05- $\mu\text{m}$  tunable solid-state lasers based on Fe/sup 2+/-doped ZnSe crystals operating at low and room temperatures ». In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 42.9 (2006), p. 907-917.
- [91] VV FEDOROV et al. « High energy 4.1–4.6  $\mu\text{m}$  Fe : ZnSe laser ». In : *2012 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*. IEEE. 2012, p. 1-2.
- [92] B GOLUBOVIC et MK REED. « All-solid-state generation of 100-kHz tunable mid-infrared 50-fs pulses in type I and type II AgGaS 2 ». In : *Optics letters* 23.22 (1998), p. 1760-1762.
- [93] Yi YU et al. « A broadband, quasi-continuous, mid-infrared supercontinuum generated in a chalcogenide glass waveguide ». In : *Laser & Photonics Reviews* 8.5 (2014), p. 792-798.
- [94] M. GIGUÈRE. « Difference frequency generation makes tunable mid-IR lasers possible ». In : *SPIE Newsrooms* (October 2013), p. 10-12.
- [95] KL VODOPYANOV et al. « AgGaS 2 optical parametric oscillator continuously tunable from 3.9 to 11.3  $\mu\text{m}$  ». In : *Applied physics letters* 75.9 (1999), p. 1204-1206.

- [96] Andrius BALTUŠKA, Takao FUJI et Takayoshi KOBAYASHI. « Controlling the carrier-envelope phase of ultrashort light pulses with optical parametric amplifiers ». In : *Physical review letters* 88.13 (2002), p. 133901.
- [97] Jan ROTHHARDT et al. « Octave-spanning OPCPA system delivering CEP-stable few-cycle pulses and 22 W of average power at 1 MHz repetition rate ». In : *Optics express* 20.10 (2012), p. 10870-10878.
- [98] Stephan PRINZ et al. « CEP-stable, sub-6 fs, 300-kHz OPCPA system with more than 15 W of average power ». In : *Optics Express* 23.2 (2015), p. 1388-1394.
- [99] E SNITZER. « Proposed fiber cavities for optical masers ». In : *Journal of Applied Physics* 32.1 (1961), p. 36-39.
- [100] F RÖSER et al. « Millijoule pulse energy high repetition rate femtosecond fiber chirped-pulse amplification system ». In : *Optics letters* 32.24 (2007), p. 3495-3497.
- [101] Hans-Jürgen OTTO et al. « 2 kW average power from a pulsed Yb-doped rod-type fiber amplifier ». In : *Optics letters* 39.22 (2014), p. 6446-6449.
- [102] Sergei Olegovich ANTIPOV et al. « Holmium fibre laser emitting at 2.21  $\mu\text{m}$  ». In : *Quantum Electronics* 43.7 (2013), p. 603.
- [103] Evgueni SLOBODTCHIKOV, Peter F MOULTON et Gavin FRITH. « Efficient, high-power, Tm-doped silica fiber laser ». In : *Advanced Solid-State Photonics*. Optical Society of America. 2007, MF2.
- [104] C GAIDA et al. « Thulium-doped fiber chirped-pulse amplification system with 2 GW of peak power ». In : *Optics letters* 41.17 (2016), p. 4130-4133.
- [105] Jie JIANG et al. « MHz, 58fs highly coherent Tm fiber soliton laser ». In : *CLEO : Science and Innovations*. Optical Society of America. 2012, CTh5D-7.
- [106] Andreas WIENKE et al. « Ultrafast, stretched-pulse thulium-doped fiber laser with a fiber-based dispersion management ». In : *Optics letters* 37.13 (2012), p. 2466-2468.
- [107] Ahmet E AKOSMAN et Michelle Y SANDER. « Low noise, mode-locked 253 MHz Tm/Ho fiber laser with core pumping at 790 nm ». In : *IEEE Photonics Technology Letters* 28.17 (2016), p. 1878-1881.

- [108] Peng LI et al. « Sub-100 fs passively mode-locked holmium-doped fiber oscillator operating at  $2.06 \mu\text{m}$  ». In : *Optics letters* 39.24 (2014), p. 6859-6862.
- [109] Jacques LUCAS. « Infrared glasses ». In : *Current Opinion in Solid State and Materials Science* 4.2 (1999), p. 181-187.
- [110] JS SANGHERA et al. « Development and infrared applications of chalcogenide glass optical fibers ». In : *Fiber & Integrated Optics* 19.3 (2000), p. 251-274.
- [111] T SCHWEIZER et al. « Rare-earth doped chalcogenide glass fibre laser ». In : *Electronics Letters* 33.5 (1997), p. 414-416.
- [112] S SUJECKI et al. « Modelling of a simple Dy  $3+$  doped chalcogenide glass fibre laser for mid-infrared light generation ». In : *Optical and Quantum Electronics* 42.2 (2010), p. 69-79.
- [113] Angela B SEDDON et al. « Progress in rare-earth-doped mid-infrared fiber lasers ». In : *Optics express* 18.25 (2010), p. 26704-26719.
- [114] Z TANG et al. « Study of mid-infrared laser action in chalcogenide rare earth doped glass with Dy  $3+$ , Pr  $3+$  and Tb  $3+$  ». In : *Optical Materials Express* 2.11 (2012), p. 1632-1640.
- [115] D SZEBESTA et al. « OH absorption in the low loss window of ZBLAN (P) glass fibre ». In : *Journal of non-crystalline solids* 161 (1993), p. 18-22.
- [116] Xiushan ZHU et N PEYGHAMBARIAN. « High-power ZBLAN glass fiber lasers : review and prospect ». In : *Advances in OptoElectronics* 2010 (2010).
- [117] Shigeki TOKITA et al. « Liquid-cooled 24 W mid-infrared Er : ZBLAN fiber laser ». In : *Optics letters* 34.20 (2009), p. 3062-3064.
- [118] Dominic FAUCHER et al. « 20 W passively cooled single-mode all-fiber laser at  $2.8 \mu\text{m}$  ». In : *Optics letters* 36.7 (2011), p. 1104-1106.
- [119] Jutta SCHNEIDE, Carsten CARBONNIER et Udo B UNRAU. « Characterization of a Ho  $3+$ -doped fluoride fiber laser with a  $3.9\text{-}\mu\text{m}$  emission wavelength ». In : *Applied Optics* 36.33 (1997), p. 8595-8600.
- [120] Stuart D JACKSON. « Towards high-power mid-infrared emission from a fibre laser ». In : *Nature photonics* 6.7 (2012), p. 423.

- [121] Shigeki TOKITA et al. « 12 WQ-switched Er : ZBLAN fiber laser at 2.8  $\mu\text{m}$  ». In : *Optics letters* 36.15 (2011), p. 2812-2814.
- [122] Martin GORJAN, Marko MARINČEK, Martin ČOPIČ et al. « High-power pulsed diode-pumped Er : ZBLAN fiber laser ». In : *Optics letters* 36.10 (2011), p. 1923-1925.
- [123] Chen WEI et al. « Passively continuous-wave mode-locked Er 3+-doped ZBLAN fiber laser at 2.8  $\mu\text{m}$  ». In : *Optics letters* 37.18 (2012), p. 3849-3851.
- [124] Adil HABOUCHA et al. « Fiber Bragg grating stabilization of a passively mode-locked 2.8  $\mu\text{m}$  Er 3+ : fluoride glass fiber laser ». In : *Optics letters* 39.11 (2014), p. 3294-3297.
- [125] Simon DUVAL et al. « Femtosecond fiber lasers reach the mid-infrared ». In : *Optica* 2.7 (2015), p. 623-626.
- [126] Tomonori HU, Stuart D JACKSON et Darren D HUDSON. « Ultrafast pulses from a mid-infrared fiber laser ». In : *Optics letters* 40.18 (2015), p. 4226-4228.
- [127] Robert I WOODWARD et al. « Generation of 70-fs pulses at 2.86  $\mu\text{m}$  from a mid-infrared fiber laser ». In : *Optics letters* 42.23 (2017), p. 4893-4896.
- [128] Fedor M MITSCHKE et Linn F MOLLENAUER. « Discovery of the soliton self-frequency shift ». In : *Optics letters* 11.10 (1986), p. 659-661.
- [129] Yuxing TANG et al. « Generation of intense 100 fs solitons tunable from 2 to 4.3  $\mu\text{m}$  in fluoride fiber ». In : *Optica* 3.9 (2016), p. 948-951.
- [130] Evgeny M DIANOV et Valery M MASHINSKY. « Germania-based core optical fibers ». In : *Journal of lightwave technology* 23.11 (2005), p. 3500.
- [131] H DELAHAYE et al. « Generation of 35 kW peak power 80 fs pulses at 2.9  $\mu\text{m}$  from a fully fusion-spliced fiber laser ». In : *Optics Letters* 44.9 (2019), p. 2318-2321.
- [132] Pinghua TANG et al. « Watt-level passively mode-locked Er 3+-doped ZBLAN fiber laser at 2.8  $\mu\text{m}$  ». In : *Optics letters* 40.21 (2015), p. 4855-4858.
- [133] Hongan GU et al. « Generation of 131 fs mode-locked pulses from 2.8  $\mu\text{m}$  Er : ZBLAN fiber laser ». In : *Chinese Optics Letters* 18.3 (2020), p. 031402.

- [134] Jianfeng LI et al. « Efficient 2.87  $\mu\text{m}$  fiber laser passively switched using a semiconductor saturable absorber mirror ». In : *Optics Letters* 37.18 (2012), p. 3747-3749.
- [135] Sergei ANTIPOV et al. « High-power mid-infrared femtosecond fiber laser in the water vapor transmission window ». In : *Optica* 3.12 (2016), p. 1373-1376.
- [136] RI WOODWARD, MR MAJEWSKI et SD JACKSON. *APL Photonics* 3, 116106 (2018).
- [137] Yuchen WANG et al. « Ultrafast Dy 3+ : fluoride fiber laser beyond 3  $\mu\text{m}$  ». In : *Optics letters* 44.2 (2019), p. 395-398.
- [138] Govind P AGRAWAL. « Nonlinear fiber optics : its history and recent progress ». In : *JOSA B* 28.12 (2011), A1-A10.
- [139] H HAUS et M ISLAM. « Theory of the soliton laser ». In : *IEEE journal of quantum electronics* 21.8 (1985), p. 1172-1188.
- [140] A SHABAT et V ZAKHAROV. « Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media ». In : *Soviet physics JETP* 34.1 (1972), p. 62.
- [141] PL KNIGHT et A MILLER. *Optical solitons : theory and experiment*. T. 10. Cambridge University Press, 1992.
- [142] Nicholas J SMITH, KJ BLOW et Ivan ANDONOVIC. « Sideband generation through perturbations to the average soliton model ». In : *Journal of lightwave technology* 10.10 (1992), p. 1329-1333.
- [143] Christian AGGER et al. « Supercontinuum generation in ZBLAN fibers—detailed comparison between measurement and simulation ». In : *JOSA B* 29.4 (2012), p. 635-645.
- [144] Simon DUVAL et al. « Numerical modeling of mid-infrared ultrashort pulse propagation in Er 3+ : fluoride fiber amplifiers ». In : *JOSA B* 35.6 (2018), p. 1450-1462.
- [145] J Nathan KUTZ. « Mode-locked soliton lasers ». In : *SIAM review* 48.4 (2006), p. 629-678.
- [146] K TAMURA, HA HAUS et EP IPPEN. « Self-starting additive pulse mode-locked erbium fibre ring laser ». In : *Electronics Letters* 28.24 (1992), p. 2226-2228.

- [147] Akira HASEGAWA et Yuji KODAMA. « Guiding-center soliton ». In : *Physical review letters* 66.2 (1991), p. 161.
- [148] SMJ KELLY. « Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton ». In : *Electronics Letters* 28.8 (1992), p. 806-807.
- [149] Lr MOLLENAUER, J GORDON et M ISLAM. « Soliton propagation in long fibers with periodically compensated loss ». In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 22.1 (1986), p. 157-173.
- [150] MH OBER, Michael HOFER et Martin E FERMAN. « 42-fs pulse generation from a mode-locked fiber laser started with a moving mirror ». In : *Optics letters* 18.5 (1993), p. 367-369.
- [151] K TAMURA et al. « 77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser ». In : *Optics letters* 18.13 (1993), p. 1080-1082.
- [152] Chinlon LIN, Herwig KOGELNIK et Leonard G COHEN. « Optical-pulse equalization of low-dispersion transmission in single-mode fibers in the 1.3–1.7- $\mu\text{m}$  spectral region ». In : *Optics letters* 5.11 (1980), p. 476-478.
- [153] Andy CHONG et al. « All-normal-dispersion femtosecond fiber laser ». In : *Optics express* 14.21 (2006), p. 10095-10100.
- [154] LM ZHAO, DY TANG et J WU. « Gain-guided soliton in a positive group-dispersion fiber laser ». In : *Optics letters* 31.12 (2006), p. 1788-1790.
- [155] Philippe GRELU et Nail AKHMEDIEV. « Dissipative solitons for mode-locked lasers ». In : *Nature photonics* 6.2 (2012), p. 84.
- [156] William H RENNINGER, Andy CHONG et Frank W WISE. « Pulse shaping and evolution in normal-dispersion mode-locked fiber lasers ». In : *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 18.1 (2011), p. 389-398.
- [157] MA PUTNAM et al. « Broadband square-pulse operation of a passively mode-locked fiber laser for fiber Bragg grating interrogation ». In : *Optics letters* 23.2 (1998), p. 138-140.
- [158] William H RENNINGER, Andy CHONG et Frank W WISE. « Giant-chirp oscillators for short-pulse fiber amplifiers ». In : *Optics letters* 33.24 (2008), p. 3025-3027.

- [159] Miro ERKINTALO et al. « Environmentally stable all-PM all-fiber giant chirp oscillator ». In : *Optics express* 20.20 (2012), p. 22669-22674.
- [160] Claude AGUERGARAY et al. « Raman-driven destabilization of mode-locked long cavity fiber lasers : fundamental limitations to energy scalability ». In : *Optics letters* 38.15 (2013), p. 2644-2646.
- [161] Dan ANDERSON et al. « Wave-breaking-free pulses in nonlinear-optical fibers ». In : *JOSA B* 10.7 (1993), p. 1185-1190.
- [162] John M DUDLEY et al. « Self-similarity in ultrafast nonlinear optics ». In : *Nature Physics* 3.9 (2007), p. 597.
- [163] K TAMURA et M NAKAZAWA. « Pulse compression by nonlinear pulse evolution with reduced optical wave breaking in erbium-doped fiber amplifiers ». In : *Optics letters* 21.1 (1996), p. 68-70.
- [164] ME FERMAN et al. « Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers ». In : *Physical Review Letters* 84.26 (2000), p. 6010.
- [165] William H RENNINGER, Andy CHONG et Frank W WISE. « Self-similar pulse evolution in an all-normal-dispersion laser ». In : *Physical Review A* 82.2 (2010), p. 021805.
- [166] Christian FRERICHS et Udo B UNRAU. « Passive Q-switching and mode-locking of erbium-doped fluoride fiber lasers at 2.7  $\mu\text{m}$  ». In : *Optical Fiber Technology* 2.4 (1996), p. 358-366.
- [167] Tomonori HU, Darren D HUDSON et Stuart D JACKSON. « Stable, self-starting, passively mode-locked fiber ring laser of the 3  $\mu\text{m}$  class ». In : *Optics letters* 39.7 (2014), p. 2133-2136.
- [168] Lipeng ZHANG, Fuxi GAN et Paul WANG. « Evaluation of refractive-index and material dispersion in fluoride glasses ». In : *Applied optics* 33.1 (1994), p. 50-56.
- [169] Nicolas CARON et al. « Understanding the fiber tip thermal runaway present in 3 $\mu\text{m}$  fluoride glass fiber lasers ». In : *Optics express* 20.20 (2012), p. 22188-22194.
- [170] Martin HOFER et al. « Mode locking with cross-phase and self-phase modulation ». In : *Optics letters* 16.7 (1991), p. 502-504.

- 
- [171] Govind P AGRAWAL. « Optical pulse propagation in doped fiber amplifiers ». In : *Physical Review A* 44.11 (1991), p. 7493.
- [172] Simon DUVAL et al. « 23-kW peak power femtosecond pulses from a mode-locked fiber ring laser at 2.8  $\mu\text{m}$  ». In : *Fiber Lasers XIII : Technology, Systems, and Applications*. T. 9728. International Society for Optics et Photonics. 2016, p. 972802.
- [173] Dmitry KLIMENTOV et al. « Flat-top supercontinuum and tunable femtosecond fiber laser sources at 1.9–2.5  $\mu\text{m}$  ». In : *Journal of Lightwave Technology* 34.21 (2016), p. 4847-4855.