

Solutions photoniques pour des systèmes THz basés sur des
technologies lasers Ytterbium

par

Joel Edouard NKECK

THÈSE PRÉSENTÉE À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
COMME EXIGENCE PARTIELLE À L'OBTENTION
DU DOCTORAT EN GÉNIE
Ph.D.

MONTRÉAL, LE 18 MAI 2023

ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
UNIVERSITÉ DU QUÉBEC

Joel Edouard NKECK, 2023

Cette licence Creative Commons signifie qu'il est permis de diffuser, d'imprimer ou de sauvegarder sur un autre support une partie ou la totalité de cette oeuvre à condition de mentionner l'auteur, que ces utilisations soient faites à des fins non commerciales et que le contenu de l'oeuvre n'ait pas été modifié.

PRÉSENTATION DU JURY

CETTE THÈSE A ÉTÉ ÉVALUÉE

PAR UN JURY COMPOSÉ DE:

M. François Blanchard, directeur de thèse
Département de génie électrique, École de technologie Supérieure

M. Pierre Bélanger, président du jury
Département de génie mécanique, École de technologie Supérieure

M. Ricardo Izquierdo, membre du jury
Département de génie électrique, École de technologie Supérieure

M. Emmanuel Abraham, examinateur externe indépendant
Laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine (LOMA), Université de Bordeaux

ELLE A FAIT L'OBJET D'UNE SOUTENANCE DEVANT JURY ET PUBLIC

LE 09 MAI 2023

À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE

AVANT-PROPOS

Cette thèse de doctorat est l'aboutissement de plusieurs années de recherche et de réflexion intensives, menées au département de génie électrique de l'École de technologie supérieure (ETS) à Montréal. Ce projet aussi motivant m'a conduit à effectuer des recherches de doctorat dont le premier but était de caractériser des sources et des détecteurs émettant des ondes dans la bande de fréquence THz faites à partir de matériaux non linéaires et de couches minces dans le but de déterminer des alternatives aux différentes sources existantes.

Dans les pages qui suivent, je présente une analyse complète des sources et détecteurs utilisés en m'appuyant sur une variété de cadres théoriques, d'approches méthodologiques et de sources de données obtenues en laboratoire. La thèse est structurée en différents chapitres, dont chacun se concentre sur un aspect spécifique de la question de recherche et contribue à une compréhension plus large de la caractérisation des sources et détecteurs pouvant émettre dans la bande de fréquence THz.

J'espère que cette thèse contribuera aux discussions académiques et pratiques en cours et qu'elle inspirera d'autres recherches et innovations dans le domaine des THz.

REMERCIEMENTS

Tout au long de ce projet, j'ai eu la chance de recevoir le soutien et les conseils de nombreuses personnes, que je tiens à reconnaître et à remercier. Avant tout mon Dieu, l'Éternel tout puissant de m'avoir offert le souffle de vie au moment où j'écris ces mots. Par ailleurs, je suis profondément reconnaissant à mon directeur de recherche, Pr. François Blanchard pour ses précieux commentaires, conseils et encouragements à chaque étape du processus de recherche. Son expertise et sa générosité ont été déterminantes dans l'orientation, l'aboutissement et la qualité de cette thèse.

J'adresse mes remerciements aux différents membres de mon comité de thèse qui ont accepté d'évaluer mon travail :

- M. François Blanchard, Professeur au département de génie électrique à l'ÉTS montréal.
- M. Pierre Bélanger, Professeur au département de génie mécanique à l'ÉTS montréal.
- M. Ricardo Izquierdo, Professeur au département de génie électrique à l'ÉTS montréal.
- M. Emmanuel Abraham, Professeur à l'université de Bordeaux (PR1), membre de l'équipe Photonique et Matériaux, thématique Photonics and Ultrafast Spectroscopy.

En outre, j'ai une gratitude envers différentes personnes : Pr David Cooke du département de Physique de l'Université McGill et le Pr Denis Morris du département de Physique de l'Université de Sherbrooke pour les accès aux différents instruments utilisés pendant ma thèse et le Dr Xavier Ropagnol pour ses conseils et ses remarques tout au long de ce travail.

Durant ces années passées dans l'équipe de recherche, de nombreuses discussions scientifiques ou non ont eu lieu avec différentes personnes qui m'ont offert une communauté universitaire stimulante, solidaire et dont les commentaires et débats ont affiné mes arguments et mon style d'écriture. Je tiens aussi à les remercier pour leurs conseils et leur bonne humeur, en particulier dans l'ordre chronologique : Dr. Maria Zuldibinha, Léo Guiramand, Louis-Phillipe Beliveau, Gabriel Ganubert, Gervais Dolvis, Redwan Ahmad, Rejeena Sebastian et Audrey Le Bourlout. Je remercie vivement tous les thésards et ex-thésards des autres équipes avec qui j'ai passé d'agréables moments et aussi mes collègues et amis du département de génie électrique.

VIII

Enfin, je tiens à exprimer ma profonde gratitude à mes proches qui m'ont soutenu tout au long de ce parcours exigeant et qui m'ont donné l'amour, la patience et l'inspiration. En particulier mon père Nneck Edouard Calixte, ma mère Bidias Renée Solange et mes trois frères Jake, Jan et Jériel pour leur soutien.

Solutions photoniques pour des systèmes THz basés sur des technologies lasers Ytterbium

Joel Edouard NKECK

RÉSUMÉ

La technologie térahertz (THz) fait référence à l'utilisation d'ondes électromagnétiques dont la fréquence est comprise entre 0,1 et 10 THz. Pendant plusieurs décennies, ce domaine fréquentiel a été un «fossé» dû aux performances déclinantes des sources et détecteurs électroniques et photoniques situés de part et d'autre de celui-ci. Malgré cela, le rayonnement THz possède un certain nombre de propriétés uniques qui le rendent utile pour une variété d'applications scientifiques et technologiques dans divers domaines, notamment les communications, la détection, l'imagerie, la spectroscopie et la sécurité. La technologie THz a le potentiel de révolutionner de nombreux domaines de la science notamment avec l'étude de phénomènes fondamentaux de basses énergies tels que les phonons, les dynamiques de spins, etc. Au fur et à mesure, le «fossé» THz commence à se réduire avec le perfectionnement et l'élaboration de nouvelles sources et détecteurs tels que : les antennes photoconductrices et les émetteurs basés sur des phénomènes spintroniques pour n'en citer que quelques-uns. Afin de généraliser les applications THz il est nécessaire de concevoir et d'étudier d'autres sources et détecteurs. Dans ce but, cette thèse présente les résultats de mes recherches s'articulant sur la caractérisation des détecteurs (CdTe et le ZnS) en utilisant la spectroscopie THz dans le domaine temporel avec une technologie laser Ytterbium (Yb), suivie du développement d'une technique de compression d'impulsions laser et enfin elle démontre une nouvelle méthode de génération et de modulation en parallèle d'un train d'impulsions THz utilisant la combinaison d'un miroir échelon, d'un dispositif « digital micro-mirror device » (DMD) et d'un émetteur THz spintronique.

Mots-clés: THz, émetteurs, détecteurs, communications, spectroscopie, spintronique, laser, compression d'impulsion.

Photonic solutions for THz systems based on Ytterbium laser technologies

Joel Edouard NKECK

ABSTRACT

Terahertz (THz) technology refers to the use of electromagnetic waves with frequencies between 0.1 and 10 THz. For several decades, this frequency range has been a «gap» due to the lack of sources and detectors operating at that frequencies. Despite this, THz radiation has a number of properties that make it useful for a variety of scientific and technological applications in various fields including communications, sensing, imaging, spectroscopy and security. THz technology has the potential to revolutionize many areas of science including the study of fundamental low energy phenomena such as phonons, spin dynamics, etc. As time goes on, the «THz gap» is beginning to be filled with the refinement and development of new sources and detectors such as : photoconductive antennas and spintronic THz emitters to name a few. In order to generalize THz applications, it is necessary to design and study other sources and detectors. To this purpose, this PhD presents the results of my research focusing on the characterization of detectors (CdTe and ZnS) using THz time-domain spectroscopy with a Ytterbium (Yb) laser technology, follow by the development of a laser pulse compression technique and at the end, the demonstration of a new method of generating and modulating in parallel a THz pulse train using the combination of an echelon mirror, a digital micro-mirror device (DMD) and a spintronic THz emitter (STE).

Keywords: THz, sources, detectors, communication, spectroscopy, spintronic, laser, pulse compression.

TABLE DES MATIÈRES

	Page
INTRODUCTION	1
0.1 Applications du rayonnement THz	2
0.1.1 Spectroscopie	3
0.1.1.1 Spectroscopie THz dans le domaine temporel (THz-TDS)	3
0.1.1.2 Imagerie THz	4
0.1.2 Biologie et médecine	5
0.1.3 Sécurité	6
0.1.4 Communications	7
0.2 Motivation, contexte et objectifs de la thèse	8
0.3 Plan de la thèse	12
CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE	15
1.1 Laser Ti :Saphir (Ti :Sa) vs laser Ytterbium (Yb)	15
1.1.1 Principe de fonctionnement d'un laser	15
1.1.2 Choix du laser de travail	16
1.1.2.1 Laser Yb Pharos	18
1.1.2.2 Laser Chameleon Discovery NX	19
1.2 Génération et détection d'ondes THz	20
1.2.1 Méthodes de génération d'ondes THz utilisées	20
1.2.1.1 Génération d'ondes THz par des antennes photoconductrices (APCs)	21
1.2.1.2 Génération d'ondes THz par le redressement optique	22
1.2.1.3 Génération d'ondes THz par un émetteur spintronique	30
1.2.2 Méthodes de détection cohérentes d'ondes THz utilisées	34
1.2.2.1 Détection THz par échantillonnage photoconductif	35
1.2.2.2 Détection THz par échantillonnage électro-optique : effet Pockels	36
1.3 Propagation non-linéaire d'impulsions laser	42
1.3.1 Modèle théorique	42
1.3.1.1 Phase spectrale et largeur de bande temporelle	43
1.3.1.2 Phénomène d'automodulation de phase (SPM)	44
1.3.1.3 Phénomène d'autofocalisation	46
1.3.1.4 Mesure de la durée d'une impulsion	47
1.3.2 Techniques de compression d'impulsions lasers Yb	50
1.3.2.1 Techniques de compression à des énergie par impulsion ($\geq 100\mu J$)	50
1.3.2.2 Techniques de compression utilisées à des énergies par impulsion ($\leq 100\mu J$)	51
1.4 Mise en forme d'impulsions THz	54

1.4.1	Bases de la mise en forme des ondes optiques	55
1.4.2	Techniques de mise en forme des ondes THz	56
1.4.2.1	Mise en forme des ondes THz par des APCs	57
1.4.2.2	Mise en forme des ondes THz par des cristaux non linéaires	57
1.4.2.3	Mise en forme des ondes THz par des outils diffractifs	58
CHAPITRE 2	ELECTRO-OPTICAL DETECTION OF TERAHERTZ RADIATION IN A ZINC SULPHIDE CRYSTAL AT A WAVELENGTH OF 512 NM	61
2.1	Abstract	61
2.2	Introduction	61
2.3	Material and methods	64
2.4	Results and discussion	65
2.4.1	THz-TDS of CdTe and ZnS	65
2.4.2	Time domain and frequency domain of THz pulse	66
2.4.3	Azimuthal dependence of the THz peak electric field	68
2.5	Conclusion	69
CHAPITRE 3	BROADENING, NONLINEAR FILTERING, AND COMPRESSION OF MICROJOULE ENERGY LASER PULSES AT 1 μM WAVELENGTH	71
3.1	Abstract	71
3.2	Introduction	71
3.3	Experimental setup	73
3.4	Results and discussion	75
3.4.1	Self broadening in CdS crystal pair	75
3.4.2	Spatial non linear filtering	76
3.4.3	Linear pulse compression	79
3.5	Conclusion	81
CHAPITRE 4	PARALLEL GENERATION AND CODING OF A TERAHERTZ PULSE TRAIN	83
4.1	Abstract	83
4.2	Introduction	83
4.3	Material and methods	86
4.3.1	THz time domain setup	86
4.3.2	Spintronic terahertz emitter (STE) : fabrication	88
4.4	Results	88
4.4.1	Experimental configuration and THz pulse train generation	88
4.4.2	Parallel modulation and coding	93
4.5	Discussion and conclusion	96
4.6	Supplementary material	97
4.6.1	Imaging alignment	97

4.6.2	Supplementary movie	99
4.6.3	Matching imaging configuration with the generated THz pulse train	99
CHAPITRE 5	CONCLUSION ET PERSPECTIVES	103
BIBLIOGRAPHIE	107

LISTE DES FIGURES

		Page
Figure 0.1	Le domaine THz au sein du spectre électromagnétique	1
Figure 0.2	Schéma du dispositif expérimental de spectroscopie THz dans le domaine temporel en mode transmission.	4
Figure 0.3	Image en réflexion d'un couteau en fibre de carbone à 2,5 THz.	5
Figure 0.4	Photographie et image THz d'un tissu.	6
Figure 0.5	Détection de substances par les ondes THz.	7
Figure 0.6	Atténuation de l'atmosphère dans le domaine des THz	8
Figure 1.1	Représentation de la bande passante d'un laser femtoseconde en fonction du gain du cristal Ti :Sa et de la cavité de Fabry-Pérot, générant les modes longitudinaux.	16
Figure 1.2	Principe de fonctionnement d'un laser amplifié.	19
Figure 1.3	Diagramme des niveaux d'énergie d'un oscillateur paramétrique optique.	20
Figure 1.4	Illustration du processus de génération THz par une APC. Le cadre (a) montre les lignes de transmission coplanaires avant l'excitation. En (b), l'impulsion optique génère des porteurs de charge qui sont accélérés dans le champ statique (c) et créent un champ de polarisation opposé dans le semiconducteur (d). La polarisation induite crée un élément de courant transitoire qui émet une impulsion THz (e) suivie d'une recombinaison pour revenir à l'état stable (f).	22
Figure 1.5	Redressement optique pris d'un point de vue corpusculaire.	25
Figure 1.6	Génération des impulsions THz par la méthode de front d'ondes inclinés.	29
Figure 1.7	Description des courants de charge et des courants de spin : a) Courant de charge : porteurs circulant indépendamment de leur spin. b) Courant polarisé en spin résultant du mouvement des porteurs. c) Flux de courant de spin pur de deux courants polarisés en spin de direction opposée.	31

Figure 1.8	Schéma des principales techniques utilisées pour générer des courants polarisés en spin.	31
Figure 1.9	Schéma de la densité d'état des matériaux FM. Les zones bleues et rouges représentent respectivement les porteurs majoritaires spin up et les porteurs de spin down minoritaires. Les FM sont caractérisés par la séparation des densités d'états de spin up et de spin down	32
Figure 1.10	Représentation de la génération THz à partir d'un courant de spin dans un système FM/HM. Un courant de spin polarisé est injecté dans le FM par une démagnétisation ultra-rapide induite par l'impulsion laser, la SCC se produit dans le HM, la relaxation du courant de charge transitoire conduit à une émission dipolaire THz	34
Figure 1.11	Échantillonnage en temps équivalent.	35
Figure 1.12	Mesure du signal électro-optique par ellipsométrie. a) Le signal EO est nul en l'absence d'onde THz. b) Le signal EO est non nul en présence de l'onde THz.	38
Figure 1.13	Représentation des différents axes utilisés. La coupe est choisie suivant l'axe (110). Le repère cristallin est représenté en noir par les axes X, Y, Z. Le repère du laboratoire défini par les axes x, y, z est représenté en rouge. L'impulsion sonde et l'impulsion THz se propagent suivant l'axe z. L'angle entre l'axe Z et la polarisation du champ électrique E_s associé à l'impulsion sonde est noté. L'angle entre l'axe Z et la polarisation du champ électrique.	39
Figure 1.14	Concept de compression non linéaire.	43
Figure 1.15	Intensité, fréquence instantanée et amplitude du champ électrique d'une impulsion gaussienne initialement idéale ayant subi un SPM.	45
Figure 1.16	Intensité spectrale (bleu) et phase (rouge) d'une impulsion initialement gaussienne (gris) à phase nulle, ayant subi une SPM sans dispersion.	46
Figure 1.17	Schéma de principe de l'autocorrélateur d'intensité.	49
Figure 1.18	Cellule de henriott. NLM : milieu non linéaire, CM1 et CM2 sont les miroirs hautement réfléchissants	53
Figure 1.19	MPC en deux étapes. FS1 : plaques de verre en silice de 1 mm d'épaisseur, FS2 : plaques de verre en silice de 0,5 mm d'épaisseur, FS3 : plaques de verre en silice de 0,7 mm d'épaisseur, GTI :	

	interféromètre Gires-Tournois, AU : miroir en or; DFG, cristal de génération de différence de fréquence; CM1 et CM2 sont deux miroirs chirpés.s	54
Figure 1.20	Schéma de la mise en forme d'une impulsion optique par transformée de Fourier.	55
Figure 1.21	Schéma d'un THz-TDS utilisé lors de la mise en forme des ondes THz par des outils diffractifs.	58
Figure 2.1	(Color online) Schematic of the experimental setup. In green : system with the use of second harmonic of the Yb laser; BS : beam splitter; BPS : black polyethylene sheet, L_1 and L_2 are focal lenses; $\lambda/2$: half-wave plate; $\lambda/4$: quarter wave plate; WP : Wollaston prism. Detection with CdTe is done at the $1.024 \mu\text{m}$ probe wavelength.	65
Figure 2.2	(Color online) Absorption and refractive index at THz frequencies of (a) CdTe and (b) ZnS. (c) The coherence length of CdTe and ZnS as a function of THz frequencies.	67
Figure 2.3	(Color online) Temporal and Fourier transform of THz waveform in inset : (a) for 1 mm of CdTe and ZnS, (b) for 0.5 mm and 1 mm of ZnS. ...	68
Figure 2.4	(Color online) Measured dependence on the crystal's azimuthal angle of (a) CdTe and (b) ZnS.	70
Figure 3.1	Schematic of the experimental setup. In green : system with the use of the second harmonic of the Yb laser; F, filter; L_1 , L_2 , L_3 , and L_4 , focal lenses; $\lambda/2$, half-wave plate at 1024 nm; Pol, polarizer; g_1 and g_2 , transmissive gratings.	75
Figure 3.2	SHG-FROG traces (a) measured and (b) retrieved after CdS crystals (FROG error = 0.022 with a 128×128 grid). (c) Temporal intensity of the pulse before (purple) and after (blue) transmission in the CdS crystal pair with the temporal phase after the CdS (red). (d) Retrieved spectrum of the laser pulse before (purple) and after (blue) transmission in the CdS crystal pair with the spectral phase after the CdS (red).	77
Figure 3.3	Images of the laser beam profiles (a) before the CdS crystals, (b) after the CdS crystals, and (c) after the spatial and spectral filtering through the BBO crystal. (d) Schematic showing the principle of filtering using a BBO crystal after the generation of the SPM inside the CdS crystals.	78

- Figure 3.4 Temporal and spectral characterization of the laser pulses after spatial and spectral filtering in a BBO crystal. (a) Measured SHG-FROG trace. (b) Retrieved SHG-FROG trace (FROG error = 0.008 with 128×128 grid). (c) Temporal intensity (blue), transform limited (black), and phase (red) of the pulse after filtering. (d) Retrieved spectrum after BBO crystal (blue) and retrieved spectrum of the original laser pulse after SHG in the same BBO crystal (purple) and the spectral phase (red). 80
- Figure 3.5 Temporal and spectral characterization of the laser pulses after spatial and spectral filtering in a BBO crystal. (a) Measured SHG-FROG trace. (b) Retrieved SHG-FROG trace (FROG error = 0.008 with 128×128 grid). (c) Temporal intensity (blue), transform limited (black), and phase (red) of the pulse after filtering. (d) Retrieved spectrum after BBO crystal (blue) and retrieved spectrum of the original laser pulse after SHG in the same BBO crystal (purple) and the spectral phase (red). 81
- Figure 4.1 Experimental setup. (a) Experimental setup for THz generation using STE : (1) system where mirrors M1 and M2 can be replaced by the echelon mirror and DMD mirror, respectively, and (2) generation and detection system in a purged box. (b) Time domain and field envelope of the generated transient THz pulse. (c) Fourier transform of the THz pulse. 87
- Figure 4.2 Calibration and imaging of the steps of echelon on the digital microde- vice (DMD) using a CCD camera. (a) Obtention of the image of the echelon mirror steps. (b) Image of the echelon mirror steps on the DMD. BE is a beam expander, $\lambda/4$ is a quarter-wave plate, PBS is a polarizer beam splitter cube, CCD is a charged couple device camera, and DMD is a digital micromirror device. 90
- Figure 4.3 Generation of pulse train using an echelon mirror. (a–e) Simulation, using FDTD software, of the 100 fs optical pulse through the system based on the echelon mirror, biconvex lens, and spintronic emitter (STE). The red arrow represents the direction of the optical pulse, and the red cross is the focal point. (f) Terahertz pulse train obtained by pumping on $150 \mu\text{m}$ side steps. The inset is the zoom on the THz time domain pulse train. (g) Terahertz pulse train obtained by pumping on $75 \mu\text{m}$ side steps. The inset is the zoom on the THz time domain pulse train. (h) Fourier transform of the THz time domain pulse train using $150 \mu\text{m}$ pump side (red) and $75 \mu\text{m}$ pump side (blue). In the inset, the frequency comb generated at 1 THz (red)

	and at 2 THz (blue) in the y-logarithm scale using 150 μm pump side and 75 μm pump side, respectively.	91
Figure 4.4	Control of the number of pulses with respect to the image configuration pattern on the DMD. Packet generation of (a) 13 pulses, (b) 10 pulses, and (c) 5 pulses and their intensity images after the passage on the DMD presented on the lower part of the figure. Intensity profile of images corresponding to (d) 13 pulses, (e) 10 pulses, and (f) 5 pulses.	95
Figure 4.5	(a) THz pulse train encoding of (a) ETS by considering three pulses as 1 bit and (b) ETS2021! by considering one pulse as 1 bit with respect to the imaging configuration pattern on DMD.	96
Figure 4.6	(a) Image of the pump beam after the step and DMD. A vertical pattern of lines and spaces is applied to the DMD. (b) Intensity profiles extracted from 4 echelons (green dotted box in (a)) and from the vertical mask applied on the DMD (red dotted box in (a)).	98
Figure 4.7	(a) The lower part shows the intensity profile extracted from the step image at the DMD position (at the position of the white dashed line in Fig. S1(a)). The upper parts are the zoomed-in views of the red-shaded areas 1, 2, and 3 of the bottom part of the figure. A periodic pattern is superimposed on the step intensity profile to highlight the variation in the period of the echelons.	100

LISTE DES ABRÉVIATIONS, SIGLES ET ACRONYMES

ETS	École de Technologie Supérieure
APC	Antenne photoconductrice
Yb	Ytterbium
THz	Téraherz
Ti	Titane
Sa	Saphir
ZnS	Sulfure de zinc
CdS	Sulfure de cadmium
CdTe	Tellure de cadmium
Dmd	Digital micromirror device
EM	Électromagnétique
GaAs	Arsenure de Gallium
InP	Phosphate d'indium
RO	Rectification optique
LN	Niobate de lithium
GDD	Group delay dispersion
FM	Féromagnétique
NM	non magnétique
SHG	Génération de seconde harmonique ou Second harmonic generation en anglais
FROG	Frequency resolved optical gating
SPM	Automodulation de phase ou Self-phase modulation en anglais

LISTE DES SYMBOLES ET UNITÉS DE MESURE

a	Première lettre de l'alphabet
A	Première lettre de l'alphabet en majuscule
V	Volts
m	Mètres
J	Courant
n	Indice de réfraction ou encore densité
μ	Mobilité des charges
χ	Suceptibilité électrique
τ	Durée
T	Période ou transmission (dans certains cas)
t	Temps
E	Champ électrique
ω, Ω	Fréquence
h	constante de planck
k	Vecteur d'onde
L	Longueur
σ	Conductivité
λ	Longueur d'onde
I	Intensité
r	Coefficient électro optique

INTRODUCTION

Le spectre électromagnétique (EM) dont une partie est illustrée en figure 0.1 est la plage de tous les types de rayonnements. Il est souvent divisé en différentes régions en fonction de la longueur d'onde, de la fréquence ou de l'énergie. Parmi ces différentes régions du spectre EM, existe la région THz qui au siècle dernier, était également appelé la région du spectre EM aux longueurs d'onde «sub-millimétriques», ou simplement «infrarouge lointain». Cette dernière région est généralement considérée comme des ondes électromagnétiques dont les fréquences sont comprises entre 0,1 THz et 10 THz correspondant à des longueurs d'onde allant de 1 mm à 10 μm . Les ondes THz peuvent être générées par des méthodes électroniques et optiques, étant donné qu'elles comblent le fossé entre les micro-ondes, principalement générées par des méthodes électroniques, et les infrarouges, générés par des méthodes optiques et photoniques (Sirtori (2002)).

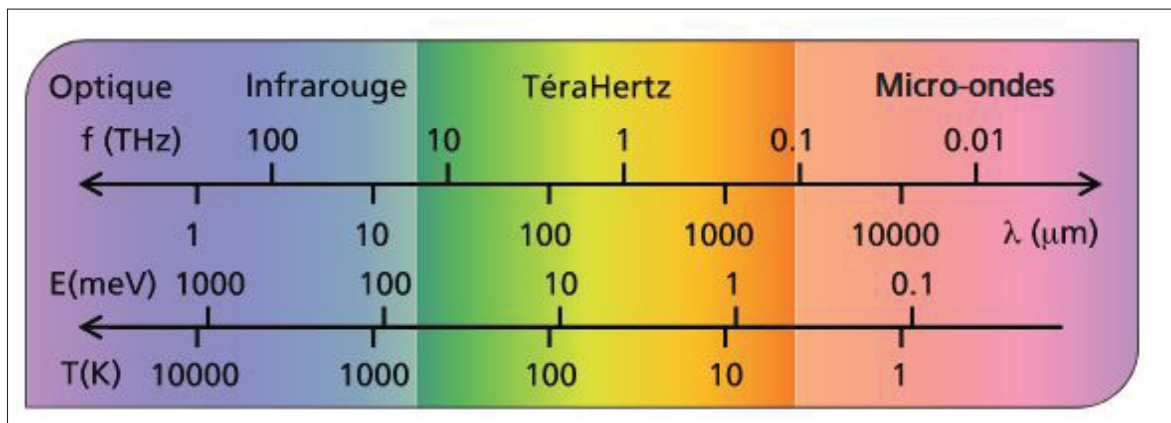


Figure 0.1 Le domaine THz au sein du spectre électromagnétique tiré de Coutaz & Garet (2011)

Les THz partagent certaines propriétés avec les ondes IR et les micro-ondes à savoir :

- Une pénétration à une grande variété de matériaux non conducteurs comme : les vêtements, le papier, le carton, le bois, le béton, le plastique et la céramique (Köhler *et al.* (2002)). Ce qui les

rend utiles pour les applications d'imagerie, telles que la détection d'armes cachées, d'explosifs et de drogues (Mittleman (2018), Guerboukha, Nallappan & Skorobogatiy (2018)).

- Une faible énergie de l'ordre de 4 meV , ce qui réduit le risque d'effets nocifs des rayonnements sur les tissus vivants (Martins *et al.* (2023)).
- La signature spectrale des pics d'absorption de certaines molécules se trouvent dans le domaine THz, permettant d'étudier la structure moléculaire et la composition des matériaux. Ce qui rend les ondes THz utiles pour diverses applications en spectroscopie, telles que l'identification de la composition chimique de médicaments des explosifs et la détection de défauts dans les matériaux semi-conducteurs (Baxter & Guglietta (2011), Maiuri, Garavelli & Cerullo (2020)).
- Une résolution spatiale beaucoup plus grande ($100 \mu\text{m}$) que le spectre des micro-ondes en raison de la longueur d'onde plus courte ($\lambda=300 \mu\text{m}$ à 1THz).
- Des fréquences porteuses élevées et pouvant potentiellement transmettre de grandes quantités de données sans fil. Elles sont donc utiles pour les applications en communication à haut débit, telles que le transfert de données sans fil et l'internet à très haut débit (Akyildiz, Jornet & Han (2014), Nagatsuma, Ducournau & Renaud (2016)).

0.1 Applications du rayonnement THz

Comme mentionné ci-dessous, la technologie THz offre un large éventail d'applications potentielles dans divers domaines, notamment avec la spectroscopie, l'imagerie, le transfert d'informations et l'analyse des propriétés des matériaux. Dans cette section, nous présenterons quelques-unes de ces applications

0.1.1 Spectroscopie

Les ondes THz peuvent être utilisées afin de sonder les modes vibrationnels des matériaux, tels que les semi-conducteurs (Rizal (2023)) et les polymères (Wietzke *et al.* (2011)). Ce qui peut fournir des informations sur leur composition, leur structure et leurs propriétés électroniques. Cette application est rendue possible grâce aux nombreuses molécules qui ont des signatures spectrales pouvant être observées dans cette bande de fréquence.

Dans la spectroscopie THz, un échantillon est exposé à des impulsions THz et le signal transmis ou réfléchi est mesuré et ensuite analysé. En comparant le signal mesuré à un signal de référence, il est possible de directement remonter aux caractéristiques de l'échantillon telles que son indice de réfraction complexe et son absorption. Cependant, plusieurs défis techniques restent associés à la technologie THz, en particulier pour l'application dans le domaine de la spectroscopie. Par exemple, les ondes THz sont facilement absorbées par de nombreux matériaux, ce qui peut limiter leur profondeur de pénétration et ainsi diminuer le rapport signal/bruit (signal to noise ratio en anglais : SNR).

0.1.1.1 Spectroscopie THz dans le domaine temporel (THz-TDS)

Dans le cas de la THz-TDS, l'émetteur et le détecteur peuvent être excités par des impulsions émises par un laser femtoseconde (décrit dans la section 1.1) comme le montre la figure 0.2. L'avantage de cette méthode est la mesure directe de l'amplitude et de la phase de l'onde EM THz. Ce qui permet de caractériser les matériaux en déterminant les coefficients tels que l'indice de réfraction et l'absorption donnés par les relations (Jepsen, Cooke & Koch (2011)) :

$$\begin{cases} n(\omega) = 1 + \frac{\varphi(\omega)c}{\omega d} \\ \alpha(\omega) = -\frac{2}{d} \ln \left(\frac{(n+1)^2}{4n} T(\omega) \right) \end{cases}$$

Avec $\varphi(\omega)$ étant la phase obtenue et $T(\omega)$ la transmission.

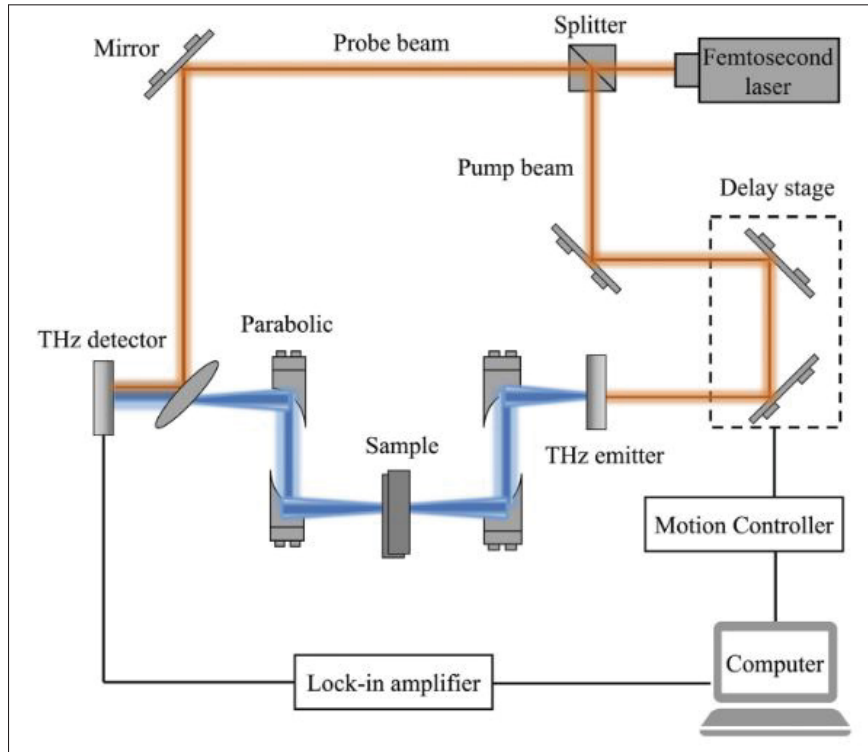


Figure 0.2 Schéma du dispositif expérimental de spectroscopie THz dans le domaine temporel en mode transmission tiré de Fu *et al.* (2022).

0.1.1.2 Imagerie THz

La technologie THz a des applications potentielles dans le domaine de l'imagerie, en particulier dans le contrôle et l'inspection non destructifs. Les ondes THz peuvent pénétrer certains matériaux optiquement opaques et être utilisées pour imager leur structure interne, ce qui peut être utile pour détecter certains défauts, caractériser des matériaux et identifier des objets cachés (Zhong (2019)). La figure 0.3 montre une image THz à la fréquence de 2,5 THz d'un couteau en fibre de carbone. Comme les parties du couteau sont constituées de différents matériaux et ont des propriétés de transmission différentes à cette fréquence, la distinction entre ces différentes parties peut être clairement identifiée.

Il existe également des méthodes d'imagerie THz résolues dans le temps qui utilisent les principes de l'écho d'impulsion. Avec cette capacité supplémentaire, la transformée de Fourier des différentes formes d'ondes temporelles résolues dans l'espace donne accès aux informations d'amplitude et de phase du spectre à deux dimensions, ce qui fournit des informations multispectrales supplémentaires (Blanchard, Doi, Tanaka & Tanaka (2013)). Ce type de système est généralement le plus coûteux de tous et est actuellement principalement réservé aux laboratoires de recherche.



Figure 0.3 Image en réflexion d'un couteau en fibre de carbone à 2,5 THz tiré du site de la compagnie INO (2023).

0.1.2 Biologie et médecine

La technologie THz a des applications potentielles en biologie, en particulier dans les domaines de l'imagerie et de la détection biomédicales. Les ondes THz peuvent pénétrer certains tissus biologiques et être utilisées pour détecter les changements associés aux tumeurs cancéreuses comme le montre la figure 0.4 (voir figure 0.4 tiré de Pickwell & Wallace (2006)). Au-delà des applications telle que la détection de cancer, il existe des applications en biochimie (Henck, Bernstein, Ellern & Boese (2001)) et aussi en pharmacie sur la discrimination des formes polymorphes de la théophylline utilisées dans le traitement de l'asthme. Une discrimination claire est observée entre les spectres de la forme monohydrate et une paire énantiotrope de polymorphes anhydres (Morissette *et al.* (2004), Upadhyya *et al.* (2006)).

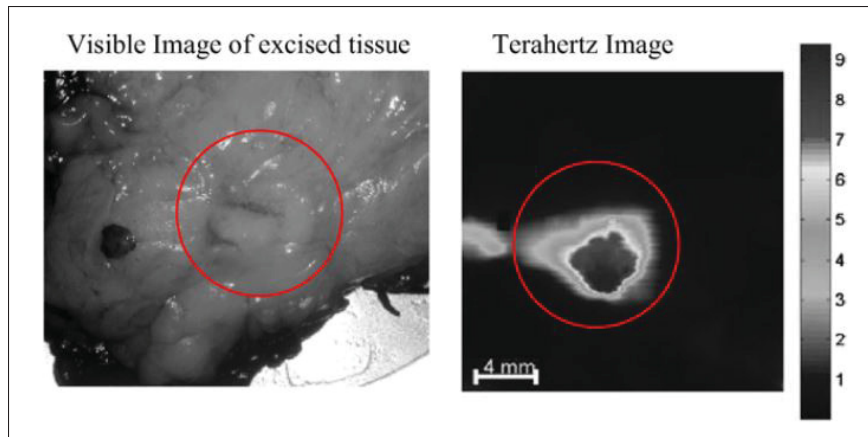


Figure 0.4 Photographie et image THz d'un tissu tiré de Pickwell & Wallace (2006).

0.1.3 Sécurité

La sécurité est un domaine d'application de la spectroscopie THz pour la détection d'explosifs. Grâce aux propriétés des ondes THz qui sont transparentes aux matériaux opaques, il est possible de détecter la présence de substances indésirables dans un produit sans devoir ouvrir l'emballage (Kawase, Ogawa, Watanabe & Inoue (2003)). Dans cette expérience, illustrée à la figure 0.5, trois substances ont été placées dans une enveloppe. En sélectionnant les fréquences appropriées du spectre, les auteurs ont pu créer une image qui permet de distinguer les différentes substances contenues dans l'enveloppe sans l'ouvrir. Étant donné que chaque substance absorbe différemment à différentes fréquences, un système industriel peut s'appuyer sur des connaissances a priori pour évaluer rapidement un contenu, par exemple pour trouver rapidement la présence d'un élément interdit connu.



Figure 0.5 Détection de substances par les ondes THz tiré de Kawase *et al.* (2003).

0.1.4 Communications

Les ondes THz peuvent transmettre des données à grande vitesse et avec une grande largeur de bande, ce qui les rend adaptées aux systèmes de communication sans fil de la prochaine génération. Faisant miroiter des taux de transfert approchant le terabits par seconde, la bande des THz est considérée comme la prochaine frontière des communications sans fil au-dessus de la 5G et 6G particulièrement pour la gamme de fréquences entre 95 GHz et 3 THz (Rappaport *et al.* (2019)). Cependant, la communication THz pose plusieurs défis à surmonter : une faible portée et une absorption élevée par les gaz atmosphériques, la vapeur d'eau et les matériaux de construction, ce qui peut limiter leur distance de propagation (voir figure 0.6). L'utilisation des fréquences se fera en fonction du type de communication souhaité (par exemple, courte ou moyenne portée).

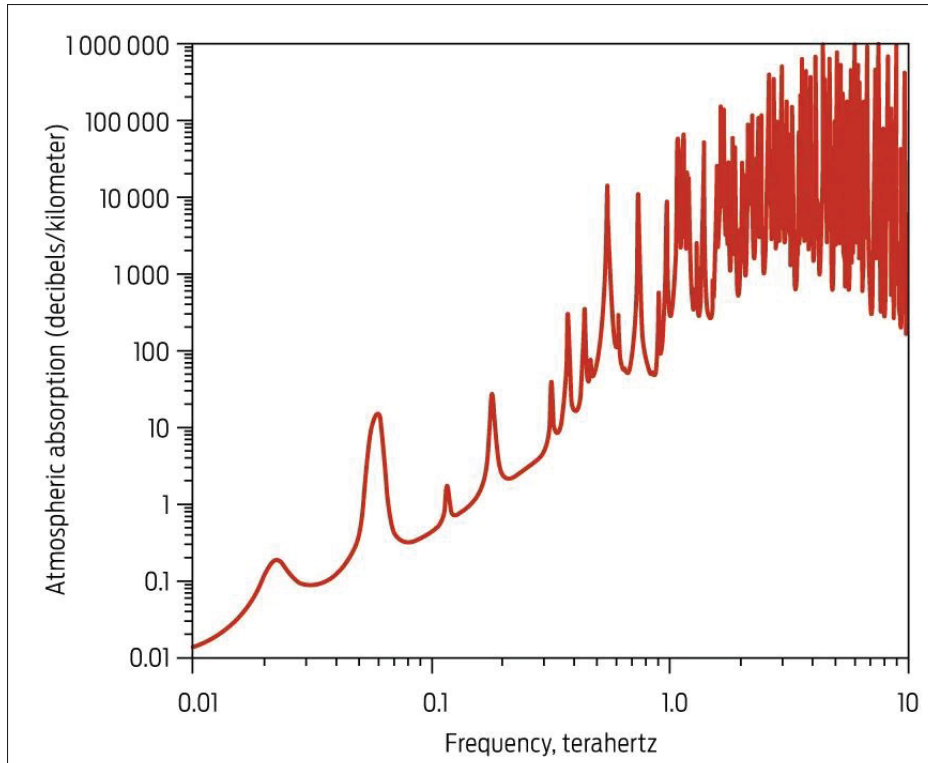


Figure 0.6 Atténuation de l'atmosphère dans le domaine des THz tiré de Rosker & Wallace (2007).

0.2 Motivation, contexte et objectifs de la thèse

Historiquement, les THz ont été utilisées par les astrophysiciens car elles sont prédominantes dans l'univers. Cependant, faute de moyens techniques, ces ondes sont restées méconnues et largement inaccessibles au commun des mortels, principalement réservées aux grands laboratoires de recherche. Heureusement, nous assistons depuis plusieurs années à l'apparition de nombreuses techniques de génération et de détection plus abordables (Leitenstorfer *et al.* (2023)). Cet essor de la technologie THz est dû en partie au développement des lasers Titane :Saphir (Ti :Sa) dans les années 1990, lequel pouvant générer des impulsions ultra-rapides (de l'ordre de la femtoseconde) avec des longueurs d'onde situées autour de 800nm . C'est pourquoi la plupart des sources et des détecteurs THz pompés optiquement sont optimisés pour fonctionner aux longueurs d'onde autour de 800 nm (Blanchard *et al.* (2007)). Cependant, une nouvelle classe de laser commercial

basée sur la technologie du système Ytterbium (Yb) opérant à la longueur d'onde proche de $1,03 \mu\text{m}$ a vu le jour. Cette technologie permet une large gamme d'applications industrielles et scientifiques, surpassant le Ti :Sa en termes de coût, de fiabilité et de stabilité. En outre, elle offre une puissance moyenne élevée, des taux de répétition variables et une maintenance réduite. Grâce à ces avantages offrant beaucoup plus de flexibilité que les lasers Ti :Sa, le laser Yb commence à combler son écart de performance avec le laser Ti :Sa. À l'heure où nous écrivons ces lignes, les lasers Yb sont de plus en plus privilégiés lorsqu'il s'agit de choisir un laser pour construire un laboratoire de recherche optique. Par conséquent, ces lasers peuvent devenir une solution alternative pour le développement de sources et de détecteurs pompés optiquement pour la génération et la détection de THz (Matthäus *et al.* (2006), Nagai, Matsubara, Ashida, Takayanagi & Ohtake (2014), Leo (2022), Nkeck, Ropagnol, Nechache & Blanchard (2020)).

C'est dans ce contexte que s'inscrit ma thèse qui s'est déroulée à l'ETS Montréal de 2018 à 2023. En effet, j'ai eu comme objectif principal de développer de nouveaux outils pour les systèmes THz pompés optiquement par les lasers Yb. Pour ce faire j'ai orienté ma thèse en plusieurs objectifs secondaires afin de répondre à certaines problématiques existantes :

Objectif 1 : Le développement d'un système en spectroscopie THz afin de caractériser un détecteur électro-optique aux fréquences THz en utilisant la seconde harmonique du laser Yb amplifié (515nm) pour des applications futures en imagerie THz

Nous avons remarqué que pour les systèmes d'imagerie THz, une approche typique consiste à utiliser une caméra CMOS (complementary metal-oxide-semiconductor en anglais) pour la détection EO 2D (Blanchard & Tanaka (2016)). La plupart des caméras CMOS sont équipées de capteurs à base de silicium dont le pic de sensibilité se situe à environ 550 nm et dont l'efficacité quantique est généralement supérieure à 60 % (Fowler *et al.* (2010)). Cependant, à 1030 nm (longueur fondamentale des lasers Yb), la sensibilité de la caméra CMOS présente une efficacité quantique très faible, de l'ordre de 2 % ou moins. En conséquence, il faut plus de lumière pour

travailler dans une gamme dynamique utile lorsqu'on utilise une caméra CMOS et un laser à émettant à la longueur d'onde de 1030 nm. Ce qui nous emmène à trouver des détecteurs qui fonctionnent à la seconde harmonique du laser Yb qui se trouve dans le visible (autour de 515 nm). Notre choix du détecteur EO s'est ainsi porté sur le cristal ZnS (Nkeck *et al.* (2020)).

Objectif 2 : Le développement d'une technique de compression des impulsions d'un laser Yb pour répondre aux exigences rencontrées lors de la détection de hautes fréquences THz dans le système spectroscopique réalisé dans le premier objectif

Les caractéristiques des lasers Yb amplifiés possédants une largeur de bande de gain assez petite comparée aux lasers Ti :Sa, elles imposent une durée d'impulsions de l'ordre de 280 fs. Cette durée d'impulsion est généralement très efficace pour la génération intense des ondes THz avec une source de niobate de lithium (Leo (2022)) mais son utilisation pour la détection d'onde THz, notamment pour sonder le champ électrique, reste limitée pour des composantes THz à haute fréquence (Wu & Zhang (1997)). Ce qui nous a poussé à développer une technique de compression d'impulsions laser à $1 \mu\text{m}$.

Afin de pouvoir réaliser une compression d'impulsions lasers efficace, le choix du matériau est important dans le processus d'élargissement spectral. Ainsi, en fonction de la puissance de crête des impulsions impliquées, nous avons opté pour l'utilisation d'un matériau en bloc en tant que milieu non-linéaire. Notre choix s'est tourné vers le cristal de sulfure de cadmium (CdS) grâce à son indice de réfraction non linéaire élevé de $5,61 \times 10^{-14} \text{cm}^2/\text{W}$ (Adair, Chase & Payne (1989)) et une absorption linéaire basse de $1,1025 \times 10^{12} \text{cm}^{-1}$ à 1060 nm (Treharne *et al.* (2011)). Malgré ces avantages, le CdS possède une énergie de bande interdite de 2,3 eV (Lippens & Lannoo (1989)) ce qui est à la limite de l'absorption à deux photons pour des impulsions laser à 1024 nm.

Objectif 3 : Le développement d'une technique de génération et de modulation d'un train d'impulsion THz en parallèle afin d'implémenter une technique de communication THz par paquets.

Alors que la demande de fréquences porteuses pour les communications sans fil augmente, les chercheurs se tournent vers des largeurs de bande plus importantes, nécessitant des débits de données pouvant aller jusqu'à plusieurs centaines de gigabits par seconde *Gbits/s*. Cette augmentation requiert l'utilisation des fréquences dans le domaine THz. Dans ce contexte, plusieurs approches basées sur des solutions électroniques d'une part et photoniques d'autre part font actuellement l'objet de recherches intensives. Pendant que l'approche électronique se focalise sur l'emploi des systèmes schottky, l'approche photonique quant à elle met l'accent sur des émetteur de conversion directe des ondes optiques en ondes THz tel que les photomixeurs. Même si ces derniers présentent un comportement intrinsèque à très large bande, l'un des inconvénients des dispositifs photoniques THz par rapport aux sources électroniques est généralement la faible puissance de sortie disponible, le débit de transmission de données et l'utilisation des systèmes volumineux tels que des lasers. La technologie laser Yb devenant de plus en plus accessibles et se miniaturisera dans les années à venir (Mao *et al.* (2021)), cela pourrait ouvrir de nouvelles possibilités pour l'approche photonique dans les communications THz. Cependant, ni avec l'électronique conventionnelle comme la technologie CMOS, ni avec des modulateurs optiques il n'existe de méthode capable de générer et de moduler en parallèle des paquets d'impulsions THz.

Pour répondre à ce problème, nous nous sommes donc servis de l'approche photonique basée sur l'utilisation d'un laser Yb et une combinaison de plusieurs dispositifs afin de démontrer une technique de génération et de modulation en parallèle avec une résolution picoseconde d'un train d'impulsions THz par paquets.

0.3 Plan de la thèse

Cette thèse se présente en cinq chapitres :

- Le chapitre 1 donne un aperçu des différents aspects couverts par le projet de recherche. Il présente l'état de l'art des différentes technologies laser couramment utilisées pour le pompage des sources et des détecteurs THz. Le chapitre décrit également les différentes techniques utilisées pour générer et détecter les ondes THz à l'aide d'antennes photoconductrices, de cristaux non linéaires et d'émetteurs spintroniques. Il aborde également les phénomènes de propagation non linéaire des impulsions laser et conclut sur la mise en forme des impulsions THz.
- Le chapitre 2 se concentre sur la présentation des résultats obtenus, en mettant en avant la caractérisation de détecteurs au sulfure de zinc (ZnS) et au tellurure de cadmium (CdTe) à l'aide d'un laser Yb aux fréquences THz. Les résultats démontrent l'efficacité du ZnS par rapport au CdTe pour les applications d'imagerie et de spectroscopie THz.
- Le chapitre 3 présente une technique de compression des impulsions d'un laser Yb, qui a été mise en oeuvre pour des applications de spectroscopie et d'imagerie THz afin de résoudre certains problèmes rencontrés dans le chapitre précédent.
- Le chapitre 4 présente les résultats obtenus pour l'application des ondes THz dans les télécommunications, avec un accent particulier sur l'approche photonique comme solution possible pour les communications THz à haut débit. Le chapitre démontre la génération et la modulation contrôlée de paquets de signaux THz en utilisant une combinaison de plusieurs dispositifs, y compris un miroir en échelon, un dispositif à micromiroirs numériques (DMD) et d'un émetteur spintronique (STE).

- Le chapitre 5 et dernier chapitre est réservé à la conclusion et aux perspectives, en résumant les résultats obtenus tout au long de l'étude.

CHAPITRE 1

REVUE DE LITTÉRATURE

Ce chapitre est consacré à la mise en contexte des différentes techniques utilisées tout au long de la thèse. Premièrement, nous présentons certaines technologies laser. Deuxièmement, une description des méthodes de génération et de détection des ondes THz utilisées est faite. Troisièmement, nous présentons certains mécanismes apparaissant lors de la propagation d'une onde impulsionnelle dans un matériau. Ceci ayant pour objectif de justifier le besoin de techniques de compression d'impulsions lorsque des lasers Yb sont utilisés. Enfin, nous présentons la mise en forme des impulsions THz.

1.1 Laser Ti :Saphir (Ti :Sa) vs laser Ytterbium (Yb)

La réalisation du premier laser (light amplification by stimulated emission of radiation) a été faite par T. H. Maiman en 1960 (Maiman (1960)). Depuis lors, cette technologie a connu un développement considérable en passant des lasers à colorants (Shank (1975)) et des lasers à semi-conducteurs (Welch (2000)). Ces nouveaux types de lasers ont permis d'élargir la gamme des longueurs d'onde et d'augmenter la puissance de sortie, ce qui a donné lieu à de nombreuses nouvelles applications telles dans le domaine de la microfabrication et la nanostructuration que dans le domaine de la santé. Le développement de la science THz est due à l'apparition dans les années 1980 de la technologie laser Ti :Sa (Rapoport & Khattak (1988)), laquelle a donné naissance à une nouvelle génération de lasers ultrarapides capables de produire des impulsions de l'ordre de la femtoseconde à haute énergie avec une large gamme de longueurs d'onde (Moulton (1986), Morgner *et al.* (1999)).

1.1.1 Principe de fonctionnement d'un laser

Un laser à semi-conducteur est un dispositif composé d'un milieu à gain (amplificateur) pompé optiquement et placé dans une cavité résonnante de type Fabry-Perot (FP), laquelle est composée de deux miroirs dont l'un est semi-transparent. Le spectre à la sortie du laser est déterminé par

les propriétés spectrales du milieu à gain et se compose de plusieurs modes déterminés par la longueur de la cavité. Le cristal qui forme le milieu à gain est pompé par un laser continu de quelques watts, et les allers-retours de la cavité permettent la création de modes longitudinaux d'interférence, comme le montre la figure 1.1. L'amplification dans le milieu à gain doit dépasser les pertes introduites par la cavité Fabry-Perot pour que ces modes longitudinaux oscillent. Le verrouillage de mode, une technique qui synchronise la phase des modes de la cavité pour qu'ils interfèrent de manière constructive dans une tranche de temps et de manière destructive le reste du temps, permet de générer des impulsions optiques (Brun & Georges (1996)).

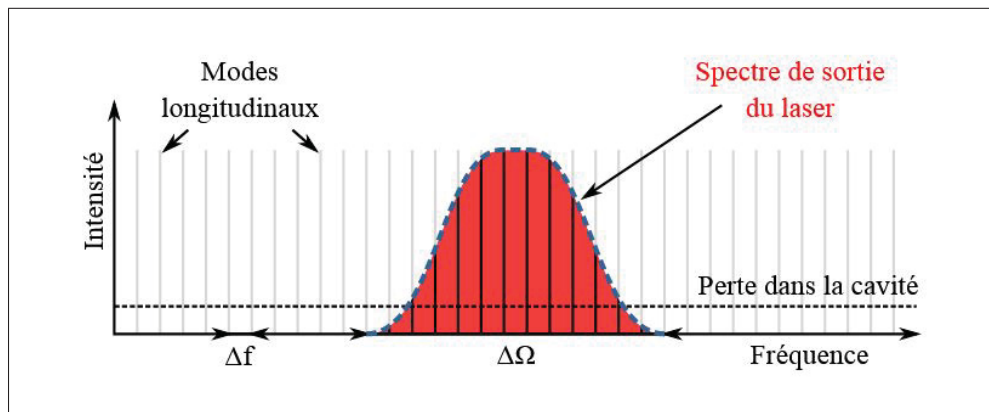


Figure 1.1 Représentation de la bande passante d'un laser femtoseconde en fonction du gain du cristal et de la cavité de Fabry-Pérot, générant les modes longitudinaux tiré de Oden (2015).

1.1.2 Choix du laser de travail

L'utilisation d'impulsions laser femtosecondes amplifiées a révolutionné de nombreux domaines, grâce à leur puissance de crête élevée et à leurs impulsions extrêmement courtes, qui permettent des processus hautement non linéaires. Malgré des avancées significatives dans la technologie des lasers ultrarapides, la production d'impulsions avec des puissances de crête élevées tout en maintenant une puissance moyenne élevée reste un défi majeur. Les problèmes liés à la production de lasers à puissance moyenne élevée et de lasers à puissance de crête élevée sont fondamentalement différents. Dans les systèmes laser à puissance moyenne élevée, la gestion

de la charge thermique à l'intérieur du laser est essentielle, car tout écart entre la puissance utilisée pour pomper le laser et la puissance de sortie optique génère généralement de la chaleur à l'intérieur du système. En revanche, les lasers pulsés à puissance de crête élevée nécessitent de gérer la non-linéarité optique inhérente à la propagation d'impulsions à puissance de crête élevée dans les milieux optiques (Brocklesby (2015)). Les solutions à ces défis ont conduit à la conception de lasers modernes à haute puissance et ultrarapides. Dans cette section, nous présentons deux technologies laser qui se sont imposées comme des concurrents de premier plan : Les lasers Ti :Sa et les lasers à cristaux dopés à l'Ytterbium (Yb).

Par rapport aux lasers Ti :Sa, les lasers Yb présentent des caractéristiques de performance différentes en termes d'énergie d'impulsion, de durée d'impulsion, de puissance moyenne et de largeur de bande d'émission étroite, ce qui permet une conversion efficace de la puissance de pompe en sortie laser. Bien que les amplificateurs Yb aient fait des progrès significatifs en termes de puissance moyenne, leur largeur de bande de gain plus petite entraîne des impulsions plus longues (Krupke (2000)). Par conséquent, des largeurs d'impulsion de l'ordre de 150-300 fs sont obtenues après recompression suite à l'amplification d'impulsion chirpée (CPA) (Chang *et al.* (2019)). Bien que cette largeur d'impulsion soit suffisante pour de nombreuses applications, elle ne correspond pas à la résolution temporelle et à la largeur de bande spectrale des amplificateurs Ti :Sa (Wynne, Reid & Hochstrasser (1994)) utilisés dans des techniques telles que la spectroscopie 2D et des expériences similaires résolues en temps. Néanmoins, plusieurs approches peuvent surmonter cette limitation, et cette thèse démontrera l'une d'entre elles.

La flexibilité de mise à l'échelle des lasers Yb commence maintenant à combler l'écart de performance entre les deux technologies et à avoir un impact dans le domaine des THz (voir Tableau 1.1). Du fait des différentes informations données plus haut, le choix de la technologie laser utilisée tout au long de cette thèse s'est porté sur les lasers Yb. Nous présentons donc par la suite les caractéristiques des lasers utilisés tout au long de la recherche.

Tableau 1.1 Comparaison de paramètres entre les lasers amplifiés Ti :Sa et Yb

Paramètres	Ti :Sa	Ytterbium (Yb)
Énergie / impulsion	5 - 10 mJ	50 μJ - 2 mJ
Puissance moyenne	5- 10 W	20 - 100 W
Durée d'impulsion	25 - 100 fs	200 - 350 fs
Taux de répétition	1- 10 kHz fixe	1 kHz > 1 MHz ajustable
Pompage	Continue laser vert	Diodes continues à 980 nm
Efficacité de prix	Prix favorable / mJ	Prix favorable / watts
Flexibilité	Limitée	Grande

1.1.2.1 Laser Yb Pharos

Une des sources d'impulsions femtosecondes acquises dans le laboratoire THz de l'ÉTS montréal est un laser à ytterbium (Yb) amplifié, modèle Pharos de la compagnie Light Conversion, fonctionnant à une longueur d'onde centrale de 1024 nm. Le laser délivre jusqu'à 10 W de puissance optique moyenne pour des impulsions de 280 fs. L'avantage de ce laser est qu'il peut générer des impulsions avec un taux de répétition variable allant d'un seul coup à 200 kHz et des énergies par impulsions comprises entre 50 μJ à 400 μJ .

Ce type de laser est basé sur la technique d'amplification par dérive de fréquence ("Chirped Pulse Amplification" en anglais ou CPA) (Strickland & Mourou (1985)) illustré par la figure 1.2. Dans un système CPA, l'impulsion est d'abord étirée dans le temps à l'aide d'un étireur à réseau de diffraction, amplifiée dans un ou plusieurs milieux amplificateurs de grande puissance, puis comprimée à l'aide d'un compresseur similaire à réseau. L'étireur est réalisé afin d'étirer spectralement et temporellement les impulsions optiques limitant l'endommagement des matériaux constituant le milieu amplificateur alors que le compresseur est conçu pour compenser la dispersion introduite par le processus d'amplification.

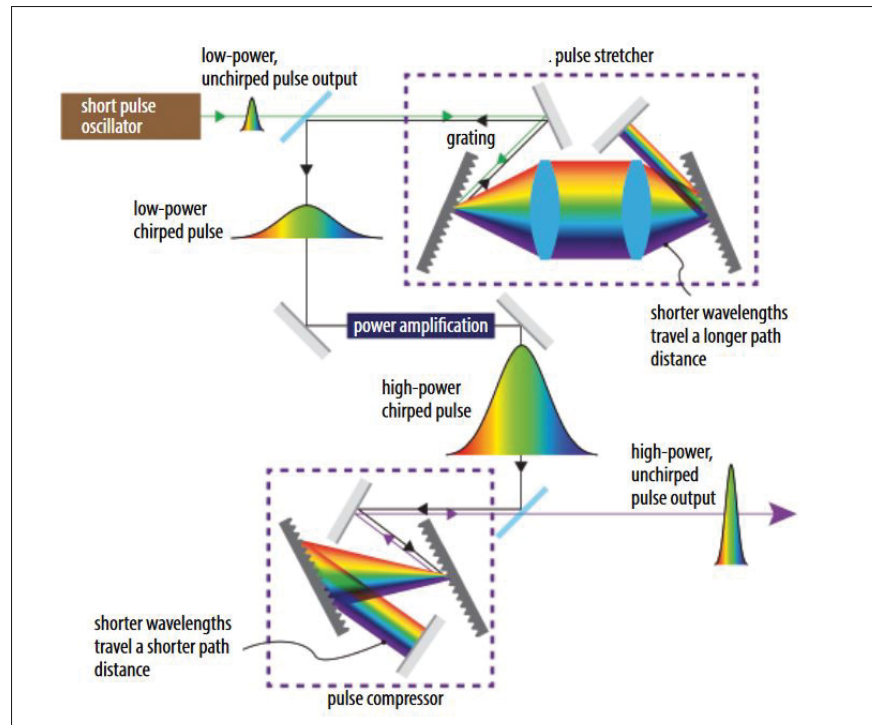


Figure 1.2 Principe de fonctionnement d'un laser amplifié tiré de Arrigoni & Tapié (2019).

1.1.2.2 Laser Chameleon Discovery NX

Le deuxième laser utilisé pour cette thèse est une source impulsionnelle femtoseconde de la compagnie Coherent Inc : le Chameleon Discovery NX. Ce laser est un oscillateur possédant deux sorties.

- La première sortie émet des impulsions optiques à la longueur d'onde de 1040 nm au taux de répétition de 80 MHz. Cette sortie peut délivrer des impulsions avec des puissances moyennes allant jusqu'à 3,5W avec une durée d'impulsion de 150 fs.
- La deuxième sortie accordable en longueur d'onde allant de 660 nm à 1320 nm délivre des impulsions optiques de 100 fs à une fréquence de répétition de 80 MHz avec une puissance de sortie moyenne d'environ 3 W à 800 nm. En effet, cette sortie est constituée un dispositif optique non linéaire qui produit une lumière cohérente avec des longueurs d'onde supérieures

ou inférieures à celle du laser de pompe utilisé pour la créer : c'est un oscillateur paramétrique optique (OPO)

Dans un OPO, un faisceau laser de pompe à haute énergie est focalisé dans un cristal aux propriétés optiques non linéaires. Lequel cristal convertit le laser de pompe en deux faisceaux de faible énergie, appelés faisceaux de signal et l'idler, qui sont cohérents et dont les fréquences s'additionnent à la fréquence du faisceau de pompe (voir figure 1.3).

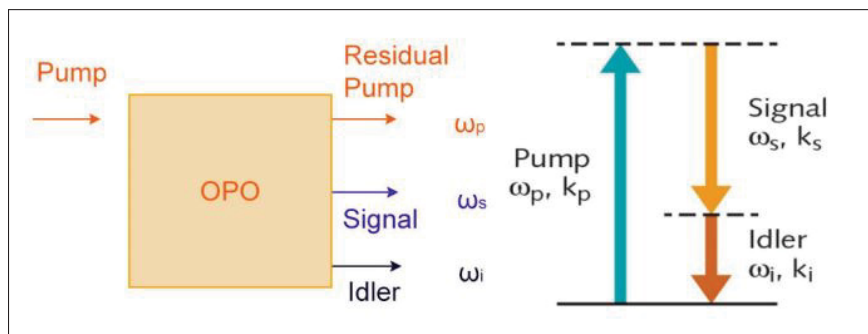


Figure 1.3 Diagramme des niveaux d'énergie d'un oscillateur paramétrique optique.

1.2 Génération et détection d'ondes THz

1.2.1 Méthodes de génération d'ondes THz utilisées

La génération d'onde électromagnétique a souvent pour origine la mise en mouvement de charges électriques. Aux fréquences THz, le mouvement des charges peut être exploité pour deux types de rayonnement différents : les méthodes de génération d'ondes continues (CW) ou d'ondes pulsées.

- Les méthodes de génération CW consistent à produire un rayonnement quasi-monochromatique par des moyens optiques ou électroniques avec des longueurs d'onde de résonance dans la bande des fréquences THz. Ces méthodes présentent l'avantage de proposer des densités spectrales et de puissance élevées. Par contre, elles sont coûteuses et leur efficacité décroît très vite avec la fréquence (Maestrini *et al.* (2010)).

- Les méthodes impulsionnelles permettent de produire des ondes large bande qui couvre la quasi-totalité de la gamme spectrale THz. Ce type d'émetteurs est largement utilisé en spectroscopie THz depuis l'avènement des lasers femtosecondes (Dexheimer (2017)).

L'objectif de cette thèse étant centrés autour de l'utilisation du laser fs Yb, nous avons concentrés nos efforts sur les sources THz impulsionnelles. Nous décrivons dans les sections suivantes certaines méthodes de génération d'ondes THz utilisées dans le cadre de notre travail à savoir : la génération par des antennes photoconductrices, le redressement optique et la génération par dynamique de spin dans une couche mince ferromagnétique.

1.2.1.1 Génération d'ondes THz par des antennes photoconductrices (APCs)

Les APCs sont composées de substrat de semiconducteurs à mobilité électronique élevée et à haute résistivité (tels que le GaAs, l'InP et le silicium sur saphir) sur lesquels sont déposés des électrodes généralement en or avec un espace inter-électrodes de quelques dizaines de micromètres pour cas des micro antennes. En illuminant le gap de l'antenne avec une impulsion laser possédant des photons dont l'énergie est supérieure à la bande interdite du semiconducteur, des paires d'électrons et de trous sont créés au sein de la bande de conduction et de la bande de valence respectivement et ensuite, sont accélérées par la tension de polarisation appliquée. Il se crée alors un photocourant proportionnel à la mobilité des porteurs de charge.

Comme le laser est impulsionnel, cette création de porteurs de charges va cesser rapidement pendant un bref instant et la recombinaison des paires électron-trou créés va alors progressivement faire disparaître ce photocourant. Ainsi, la variation de ce photocourant va agir comme une source d'un rayonnement émettant une l'impulsion électromagnétique dans la bande de fréquence THz. Le champ électrique THz est donné par l'équation (Lee (2009)) :

$$E_{THz}(t) \propto \frac{\partial J(t)}{\partial t} \propto E_{DC} \mu \frac{dn(t)}{dt}. \quad (1.1)$$

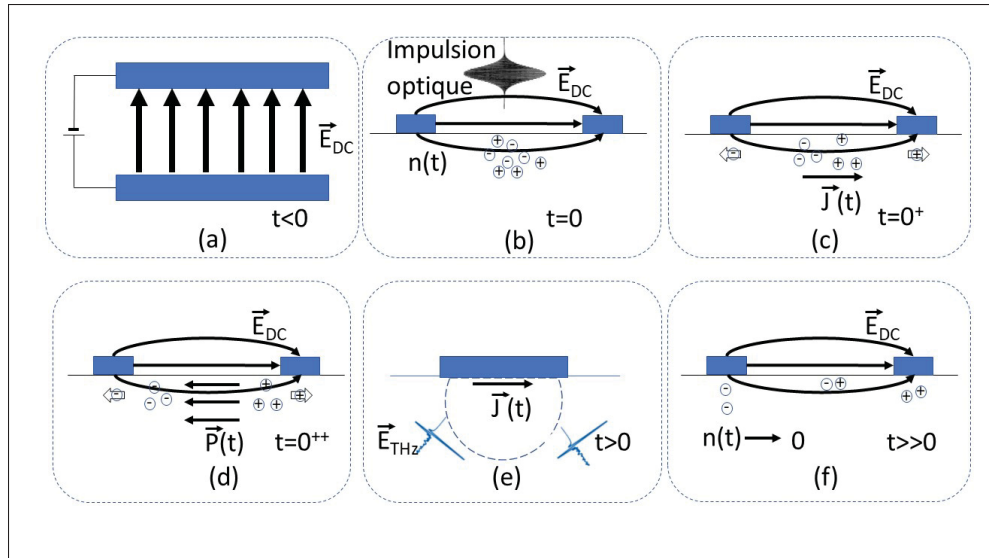


Figure 1.4 Illustration du processus de génération THz par une APC.

Le cadre (a) montre les lignes de transmission coplanaires avant l'excitation. En (b), l'impulsion optique génère des porteurs de charge qui sont accélérés dans le champ statique (c) et créent un champ de polarisation opposé dans le semiconducteur (d). La polarisation induite crée un élément de courant transitoire qui émet une impulsion THz (e) suivie d'une recombinaison pour revenir à l'état stable (f).

Avec : $E_{THz}(t)$ le champ électrique THz généré, t le temps, $J(t)$ la densité de courant, E_{DC} le champ de polarisation dû à la différence de potentiel entre les électrodes, μ la mobilité des charges du semiconducteur et $n(t)$ la densité de charges dans le semiconducteur.

1.2.1.2 Génération d'ondes THz par le redressement optique

1.2.1.2.1 Principe de fonctionnement

Le redressement optique (RO) est un phénomène optique non linéaire de second ordre utilisé qui convertit une onde électromagnétique d'entrée en un champ électrique de courant continu dans les cristaux non centrosymétriques. Lorsqu'une onde électromagnétique polarisée linéairement est incidente sur un tel matériau, les électrons du matériau sont forcés d'osciller de manière non linéaire. Habituellement, l'amplitude du mouvement des électrons est très faible, et l'effet des

champs magnétiques est presque négligeable, par conséquent, la réponse optique d'un milieu est dominée par les oscillations du dipôle électrique des électrons (Li (2017)). En optique non linéaire, la réponse peut être décrite en exprimant la polarisation $P(t)$ comme une série de puissance de champ électrique $E(t)$ par :

$$\begin{aligned} P(t) &= \epsilon_0 \chi^{(1)} E(t) + \epsilon_0 \chi^{(2)} E(t)^2 + \epsilon_0 \chi^{(3)} E(t)^3 + \dots \\ &= P^{(1)}(t) + \left(P^{(2)}(t) + P^{(3)}(t) + \dots \right) \end{aligned} \quad (1.2)$$

Avec les $\chi^{(j)}$ ($j = 1, 2, \dots$) étant les susceptibilités électrique. Nous précisons ici que, pour des raisons de simplicité, nous avons considéré les champs $P(t)$ et $E(t)$ comme des quantités scalaires; dans la description vectorielle de ces champs, les $\chi^{(j)}$ deviennent des tenseurs d'ordre $(j + 1)$. La susceptibilité linéaire $\chi^{(1)}$ représente la contribution dominante de la polarisation $P(t)$ et ses effets sont inclus à travers l'indice de réfraction n . Quant à la susceptibilité d'ordre $\chi^{(2)}$, elle est responsable d'effets nonlinéaires tels que la génération de la seconde harmonique et la génération de la somme des fréquences abordés dans la section suivante.

Par la suite, nous nous limiterons à un développement d'ordre 2 de l'expression 1.2. En considérant un champ électrique femtoseconde évoluant à la fréquence centrale ω_0 et de durée à mi-hauteur τ_p , le champ électrique $E(t)$ est représenté par :

$$E(t) = E_0 \cos(\omega_0 t) \exp\left(-\frac{t^2}{T_p^2}\right), \quad (1.3)$$

Avec, $T_p = \tau_p / \sqrt{2 \ln 2}$ est la demi-largeur à $1/e$. En remplaçant le champ électrique par cette expression dans l'équation 1.2 on aura :

$$\begin{aligned}
 P(t) &= \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi^{(1)} E_0 \exp\left(-\frac{t^2}{T_p^2}\right) [\exp(-i\omega_0 t) + c.c.] + \\
 &\quad \frac{1}{4} \epsilon_0 \chi^{(2)} E_0^2 \exp\left(-\frac{2t^2}{T_p^2}\right) ([\exp(-2i\omega_0 t) + \exp(0)] + c.c.) \\
 &\equiv P_L(t) + P_{NL}^{(2)}(t)
 \end{aligned} \tag{1.4}$$

La polarisation $P(t)$ est décomposée en deux termes distincts : la polarisation linéaire $P_L(t)$ et la polarisation non-linéaire de second ordre $P_{NL}^{(2)}(t)$ où apparaissent deux termes : l'un à la fréquence $2\omega_0$ à l'origine de la génération de seconde harmonique (SHG) et l'autre de fréquence nulle qui est une différence de fréquence (DFG), laquelle est à l'origine du processus de RO. En ne conservant que le terme non linéaire, la polarisation devient :

$$P(t) = P_{RO}^{(2)}(t) \propto E_0^2 \exp\left(-\frac{2t^2}{T_p^2}\right) \tag{1.5}$$

Comme tout phénomène électromagnétique, la propagation de champs optiques est gouvernée par les équations de Maxwell. Lesquelles sont alors utilisées pour obtenir l'équation d'onde qui décrit la propagation de la lumière dans les milieux optiques non linéaires (milieu considéré comme non-magnétique et en absence de charges libres et de courant).

Nous avons donc (boyd (2002)) :

$$\begin{aligned}
 \nabla^2 E(t) - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E(t)}{\partial t^2} &= \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_{NL}(t)}{\partial t^2} \\
 &= \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_{RO}^{(2)}(t)}{\partial t^2}
 \end{aligned} \tag{1.6}$$

Avec n l'indice de réfraction du milieu et c la célérité de la lumière dans le vide.

Le champ électrique THz rayonné qui est proportionnel à la dérivée seconde de la polarisation sera donné par l'équation :

$$E_{THz}(t) \propto \frac{\partial^2 P_{RO}^{(2)}(t)}{\partial t^2} \quad (1.7)$$

Avec E_{THz} est le champ électrique THz généré.

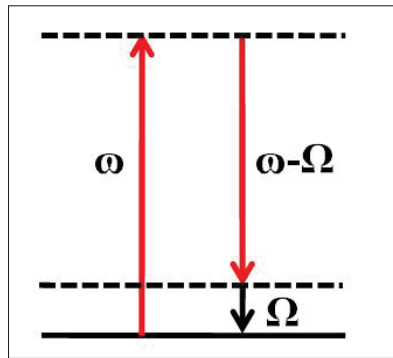


Figure 1.5 Redressement optique pris d'un point de vue corpusculaire.

Afin de générer un photon THz d'énergie $\hbar\Omega$, il faudrait une interaction au sein d'un milieu non-linéaire (généralement un cristal) de deux photons optiques provenant d'une même impulsion et d'énergies respectives $\hbar\omega$ et $\hbar(\omega - \Omega)$ (cf. figure 1.5).

En réalité, ce sont toutes les paires de photons séparées de $\hbar\Omega$ qui contribuent à la génération de ce photon dans le domaine THz. Afin de générer un photon THz par RO de manière efficace, trois grandes restrictions sur les matériaux nonlinéaires doivent être respectées :

- Le cristal doit être non-centrosymétrique, c'est-à-dire pas de symétrie d'inversion pour les éléments du tenseur de susceptibilité χ^2 et posséder un fort coefficient électro-optique (Reimann (2007)).
- L'absorption aux ondes THz doit être faible. En effet, certains cristaux possèdent des phonons optiques dont les fréquences d'absorption se situent dans la gamme THz (Reimann (2007)). Pour la sélection d'un matériau approprié, il est intéressant d'examiner l'expression de l'efficacité de

la génération THz donnée par (Sutherland (2003)) :

$$\eta(\Omega) = k_{THz} \frac{2\Omega^2 d_{eff}^2 L^2 I}{\varepsilon_0 c^3 n^2(\omega_0) n(\Omega)} \exp(-\alpha(\Omega)L/2) \frac{\sinh^2(-\alpha(\Omega)L/4)}{(-\alpha(\Omega)L/2)^2} \quad (1.8)$$

Avec, L étant la longueur du cristal, I l'intensité de la pompe et $\alpha(\Omega)$ le coefficient d'absorption aux ondes THz.

- La condition d'accord de phase doit être satisfaite (Nahata, Weling & Heinz (1996)).

Cette dernière condition qui traduit la conservation de la quantité de mouvement au cours du processus d'interaction lumière matière est donnée par :

$$\Delta k = k_{THz}(\Omega) - [k_{opt}(\omega) - k_{opt}(\omega - \Omega)] = 0 \quad (1.9)$$

Avec k_{THz} représentant la norme du vecteur d'onde associé à l'impulsion THz et k_{opt} celle du vecteur d'onde associé à l'impulsion laser. Sachant que la largeur spectrale de l'impulsion optique est petite devant sa fréquence centrale, on peut considérer que $\omega = \omega_0$ et comme $\Omega \ll \omega_0$ le désaccord de phase Δk peut alors s'écrire sous la forme :

$$\Delta k \simeq k_{THz}(\Omega) - \Omega \left(\frac{dk_{opt}}{d\omega} \right)_{\omega=\omega_0} = \frac{\Omega}{v_\varphi(\Omega)} - \frac{\Omega}{v_g(\omega_0)}, \quad (1.10)$$

Avec $v_\varphi(\Omega)$ et $v_g(\omega_0)$ sont respectivement la vitesse de phase de l'onde THz générée et la vitesse de groupe de l'onde optique dans le cristal non linéaire données par les relations :

$$\begin{cases} v_\varphi(\Omega) = \frac{c}{n(\Omega)} \\ v_g(\omega_0) = \frac{c}{n_g(\omega_0)} \end{cases}$$

Où n représente l'indice de réfraction du milieu et n_g l'indice de groupe donné par la relation :

$$n_g(\omega_0) = n_{opt}(\omega_0) + \omega_0 \left(\frac{dn_{opt}}{d\omega} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (1.11)$$

La condition d'accord de phase $\Delta k = 0$ dans l'équation 1.10 revient à dire que la vitesse de phase de l'onde THz dans le cristal doit être égale à la vitesse de groupe de l'onde pompe dans le cristal ($v_\varphi(\Omega) = v_g(\omega_0)$). Si l'accord de phase n'est pas respecté, il y aura déphasage des ondes lors de leur propagation, ce qui peut entraîner des interférences destructives et donc, une diminution de l'intensité de l'onde THz à la sortie du cristal.

Étant donné la difficulté à obtenir la condition d'accord de phase dans les matériaux, on définit une longueur dite : longueur de cohérence (L_c) qui représente la distance maximale que peuvent parcourir les faisceaux dans le cristal avant que la différence de phase entre l'onde optique et l'onde THz n'atteigne la condition d'interférence destructive. Cette distance est donnée par (Zhang & Xu (2010), Dexheimer (2017)) :

$$L_c(\Omega) = \frac{\pi c}{\Omega |n_{opt}(\omega_0) - n(\Omega)|} \quad (1.12)$$

1.2.1.2.2 Génération d'ondes THz à partir d'un front d'onde incliné

La condition d'accord de phase colinéaire n'est possible que dans des cas spécifiques et à des fréquences entre la pompe et le THz particulières. Une étude comparative de quelques cristaux est donnée par le tableau 1.2. Elle permet de constater que le cristal de niobate de lithium (LN) possède un des plus grand coefficient électro-optique en plus de tolérer de grande densité de puissance optique (Rams, Alcázar-de Velasco, Carrascosa, Cabrera & Agulló-López (2000)). Malgré cela, il possède un DVG assez important ce qui diminue fortement l'efficacité de génération lors d'un pompage en mode colinéaire (Lee (2009)). Afin d'augmenter cette efficacité, une géométrie non colinéaire spécifique appelée génération par front d'onde incliné est utilisée pour satisfaire les conditions d'accord de phase dans le cristal. Cette technique a été proposée par Hebling et al. pour permettre une génération efficace d'impulsions THz dans LN (Hebling, Almasi, Kozma & Kuhl (2002)). Récemment, cette technique a également été appliquée aux semiconducteurs (Blanchard *et al.* (2014), Polónyi *et al.* (2016)) et revêt une

grande importance pratique, car elle permet d'atteindre des énergies d'impulsion THz élevées en augmentant simplement la zone pompée.

Tableau 1.2 Caractéristiques des quelques cristaux électro-optiques. DVG est le désaccord de vitesse de groupe entre les impulsions optiques et THz tiré de Wu & Zhang (1996).

Cristal	r_{ij} (pm/V)	indice de réfraction	DVG (ps/mm)
ZnTe	$r_{41} = 4,04$ à $800nm$	2,85 à $800nm$	1,1
CdTe	$r_{41} = 4,5$ à $1\mu m$	2,84 à $1\mu m$	0,75
<i>LiTaO₃</i>	$r_{33} = 30,5$, $r_{13} = 8,4$ à $633nm$	$n_o = 2,176$, $n_e = 2,18$ à $633nm$	14,1
<i>LiNbO₃</i>	$r_{33} = 30,9$, $r_{51} = 32,6$ à $633nm$	$n_o = 2,29$, $n_e = 2,20$ à $633nm$	14,2

L'inclinaison du front d'onde de l'impulsion optique peut se faire à l'aide d'un réseau de diffraction (Hirori, Doi, Blanchard & Tanaka (2011)) ou d'un miroir échelon (Leo (2022), Ofori-Okai, Sivarajah, Ronny Huang & Nelson (2016)). Lequel se propage à l'intérieur du LN d'un angle γ_c et génère un rayonnement THz par la polarisation induite le long du front d'onde incliné. Par conséquent, le rayonnement THz se propage perpendiculairement au front d'onde de la pompe. On obtient alors la condition suivante (Hebling *et al.* (2002)) :

$$v_p = v_g \cos \gamma_c \quad (1.13)$$

avec v_p qui est la vitesse de phase de l'onde THz, v_g est la vitesse de groupe de l'onde optique, et γ_c est l'angle entre les directions de propagation des ondes optique et THz (Voir figure 1.6).

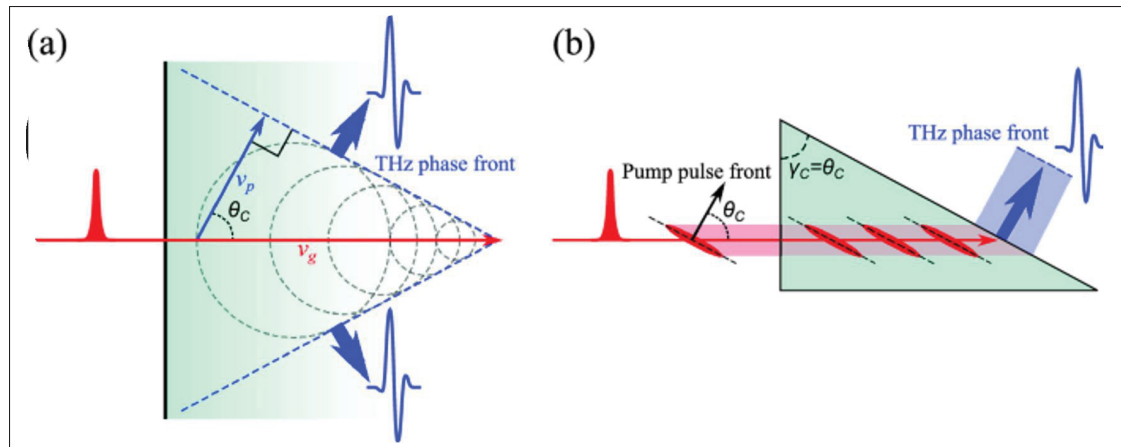


Figure 1.6 Génération des impulsions THz par la méthode de front d'ondes inclinés Fülöp & Hebling (2010) (a) Cône de cherenkov, (b) Front d'onde incliné pour la génération dans un cristal de LN tiré de Mosley (2021).

Les limitations à la génération de THz dans le LN sont les suivantes (Tóth *et al.* (2021)) :

- L'absorption du cristal (Pálfalvi, Hebling, Kuhl, Péter & Polgár (2005)).
- Les erreurs d'imagerie en présence de dispersion angulaire entraînent une augmentation significative de la durée de l'impulsion de la pompe sur les bords. Une impulsion temporelle plus longue signifie une réduction de l'intensité de la pompe ce qui entraîne une réduction de l'efficacité de conversion.
- La forme en prisme du cristal LN qui produit des impulsions THz avec des formes temporelles différentes à travers la section transversale du cristal.
- Variation de la durée de l'impulsion de pompe à l'intérieur du milieu non linéaire en raison de l'inclinaison du front de l'impulsion.

Plusieurs autres optimisations pour ces limitations ont déjà été proposées parmi elles, une récente expérience requiert l'utilisation d'un miroir échelon laquelle produisant 1% d'efficacité (Leo (2022)).

1.2.1.3 Génération d'ondes THz par un émetteur spintronique

La spintronique est un domaine de recherche actif ayant pour but de construire de nouveaux dispositifs permettant d'exploiter et de manipuler simultanément le spin et la charge. Ainsi, elle peut débloquent des dispositifs nouveaux et plus efficaces pour le stockage de données par des mémoires magnétiques en mettant en œuvre la logique de spin et dans la génération de THz (Papaioannou & Beigang (2021), Bull *et al.* (2021), Seifert, Cheng, Wei, Kampfrath & Qi (2022)). Cette section présente quelques concepts clés de la spintronique étant nécessaires afin de connaître les processus fondamentaux pour une bonne compréhension des émetteurs THz par dynamique de spin.

1.2.1.3.1 Concepts importants sur le courant de spin

Le spin généralement est défini comme le moment angulaire intrinsèque d'un porteur de charge en rotation sur son propre axe. Il existe deux états possibles appelés "spin up" (\uparrow) et "spin down" (\downarrow).

À l'échelle électronique, un courant de charge est un flux de porteurs indépendamment de leur spin. Cependant, les courants de spin, peuvent être constitués de plusieurs façons (Chumak, Vasyuchka, Serga & Hillebrands (2015), Rezende, Azevedo & Rodríguez-Suárez (2019)) :

- Soit d'un courant polarisé en spin où le flux de porteurs est polarisé en spin.
- Soit d'un courant de spin pur où les porteurs polarisés en spin se déplacent dans une direction opposée, ce qui entraîne un déplacement total de spin deux fois plus important que le premier cas (voir figure 1.7).

Un autre cas existe : l'onde de spin ou oscillation de magnon qui est le résultat de l'interaction collective des précessions de spins, capable de transporter des courants de spin dans les ferromagnétiques isolants. Cependant, nous ne développerons pas ce cas dans le cadre de cette thèse.

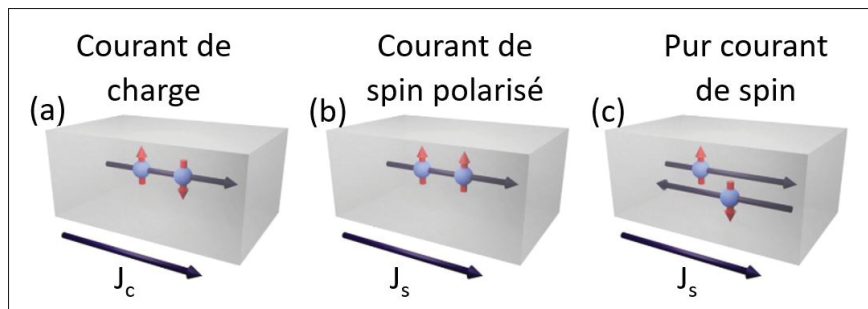


Figure 1.7 Description des courants de charge et des courants de spin : a) Courant de charge : porteurs circulant indépendamment de leur spin. b) Courant polarisé en spin résultant du mouvement des porteurs. c) Flux de courant de spin pur de deux courants polarisés en spin de direction opposée.

La figure 1.8 montre qu'un vaste éventail de processus physiques peut être utilisé pour générer des courants de spin polarisés. Les plus répandus incluent les effets faisant intervenir le couplage spin-orbite stimulés par des champs magnétiques. Dans ce travail, la génération d'un courant polarisé en spin repose sur l'application d'une impulsion infrarouge ultra courte sur un matériau ferromagnétique pour la génération de l'onde THz.

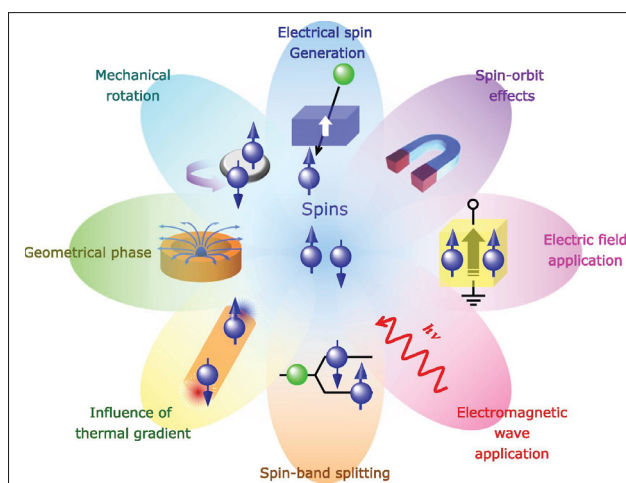


Figure 1.8 Schéma des principales techniques utilisées pour générer des courants polarisés en spin tiré de Hirohata *et al.* (2020).

1.2.1.3.2 Ferromagnétisme

Dans les matériaux ferromagnétiques (FM), les moments magnétiques ont tendance à s'aligner spontanément et à former des domaines, et ceci, même en l'absence de champ magnétique externe. Ce qui donne lieu à une aimantation spontanée (Sanyal, Bergqvist & Eriksson (2003)). Cette caractéristique particulière les confèrent des propriétés utiles pour l'injection de courant de spin polarisé. Le magnétisme dans les matériaux FM est causé par une densité d'états déséquilibrée entre le spin up et le spin down des sous-couches de la bande d. Les électrons de la bande de conduction sont alors polarisés en spin en raison de la division de l'énergie des bandes d en deux sous-bandes. Une image simplifiée de leur densité d'état dépendant du spin est présentée sur la figure 1.9 où les sous-bandes d majoritaires et minoritaires sont divisées par leur séparation d'échange, ce qui donne des états électroniques polarisés en spin au niveau du fermi.

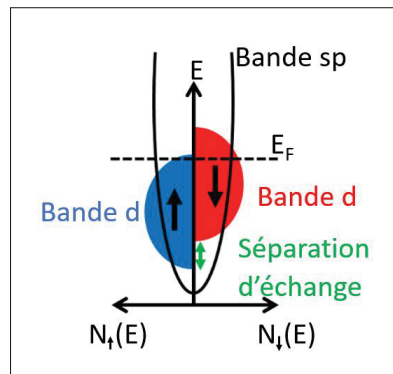


Figure 1.9 Schéma de la densité d'état des matériaux FM. Les zones bleues et rouges représentent respectivement les porteurs majoritaires spin up et les porteurs de spin down minoritaires. Les FM sont caractérisés par la séparation des densités d'états de spin up et de spin down Felser & Fecher (2013)

Depuis les expériences pionnières de démagnétisation de Beaurepaire et al. en 1996 (Beaurepaire, Merle, Daunois & Bigot (1996)), suivies de recherches complémentaires (Berry, Hashemi & Jarrahi (2014)), on pense maintenant que l'excitation d'un matériau ferromagnétique par une impulsion laser ultrarapide conduit à une désaimantation picoseconde des films ferromagnétiques dans la bande d. Un tel processus de désaimantation est accompagné de courants de spin

de porteurs chauds ultrarapides dans la bande 4sp (Melnikov *et al.* (2011)) lesquels pouvant ainsi être utilisés pour générer un courant ultra-rapide polarisé en spin.

1.2.1.3.3 Des courants de spin aux THz

L'état actuel de l'art des STE repose sur des jonctions à l'échelle nanométrique des matériaux ferromagnétiques (FM) et des métaux lourds (HM). Si l'on considère le cas de la jonction FM/HM illustrée sur la figure 1.10, la génération de THz provient de l'excitation du matériau FM par une impulsion laser ultra rapide conduisant à une démagnétisation picoseconde du film FM. Ce processus de démagnétisation de la couche est accompagné d'un courant de spin ultra-rapide de «porteurs chauds» lesquels vont diffuser vers l'interface de la structure dans le HM où un phénomène de conversion de spin en charge (SCC) va se réaliser en transformant les courants de spin ultra-rapides en courants de charges transitoires ultra-rapide transversaux : c'est l'effet spin Hall inversé (Kampfrath *et al.* (2013), Battiato, Carva & Oppeneer (2010)). Ainsi, le courant de spin prend la forme (Seifert *et al.* (2016)) :

$$J_c = \Theta_{SH} J_s \times \frac{M}{|M|} \quad (1.14)$$

Avec Θ_{SH} l'angle de spin Hall et J_s le courant de spin.

De la même manière que les APCs, le courant de charge transitoire génère le rayonnement électromagnétique dipolaire polarisé linéairement. Cette émission peut être décrite dans le champ lointain par l'équation 1.16 où le champ électrique THz est proportionnel à la dérivée temporelle du courant de charge.

$$E_{THz} \propto \frac{\partial J_c}{\partial t} \quad (1.15)$$

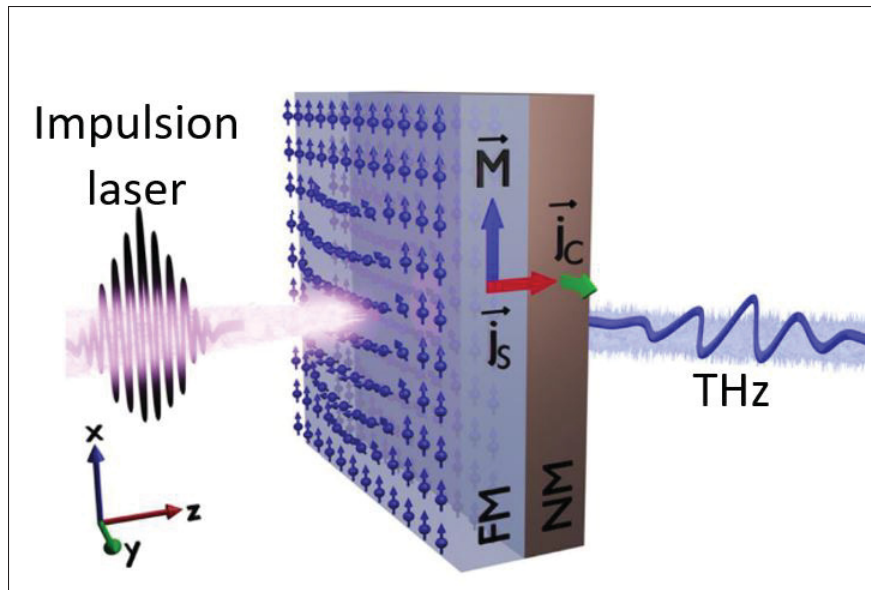


Figure 1.10 Représentation de la génération THz à partir d'un courant de spin dans un système FM/HM. Un courant de spin polarisé est injecté dans le FM par une démagnétisation ultra-rapide induite par l'impulsion laser, la SCC se produit dans le HM, la relaxation du courant de charge transitoire conduit à une émission dipolaire THz tiré de Papaioannou & Beigang (2021).

1.2.2 Méthodes de détection cohérentes d'ondes THz utilisées

Étant donné que la durée d'une impulsion THz est de l'ordre de la picoseconde, les techniques de l'électronique de base ne peuvent pas être utilisées pour mesurer la forme de l'impulsion THz. Ainsi, la communauté scientifique utilise généralement les techniques d'échantillonnage temporel. Pour cela, une ligne à retard est souvent insérée dans le chemin optique afin de varier le délai entre l'impulsion THz et l'impulsion laser sonde. Pour chaque délai, on peut échantillonner un point différent de l'onde THz. En déplaçant la ligne à retard entre chaque mesure, il est donc possible de reconstituer la forme d'onde temporelle THz point par point (Voir figure 1.11). La technique d'échantillonnage temporel est souvent mis en place dans un montage pompe-sonde et est possible grâce à la durée beaucoup plus courte des impulsions sonde que celle de l'impulsion THz. Afin d'augmenter le rapport signal/bruit (SNR), un amplificateur lock-in synchrone est

souvent ajouté pour permettre plusieurs mesures pour chaque position de la ligne à retard, ce qui améliore considérablement le SNR. Il est à noter que c'est une technique de détection dite cohérente puisque qu'elle permet d'obtenir les informations sur l'amplitude et la phase du champ électrique THz généré.

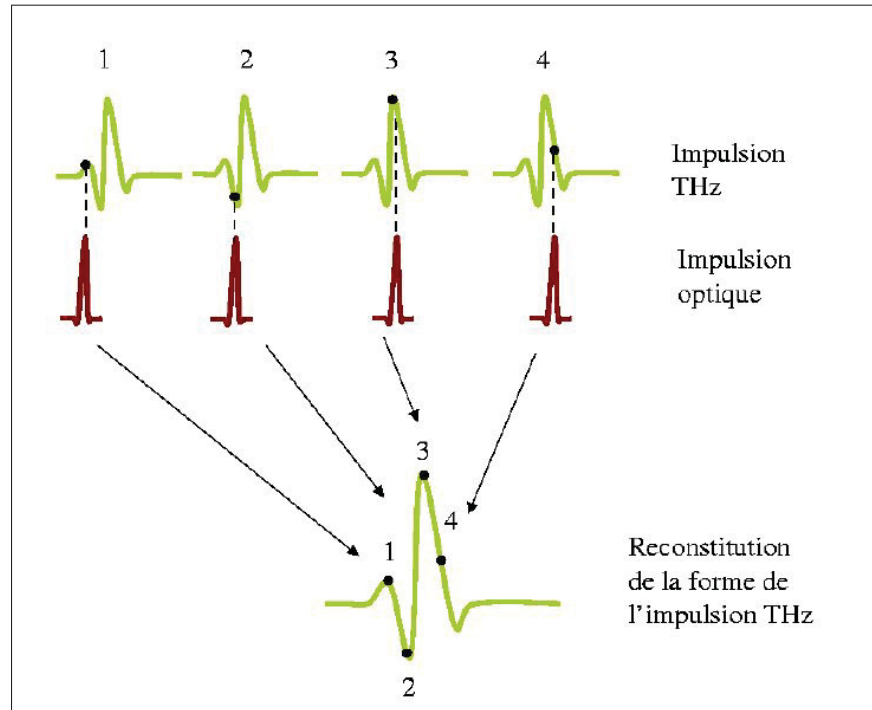


Figure 1.11 Échantillonnage en temps équivalent tiré de Ropagnol (2013).

1.2.2.1 Détection THz par échantillonnage photoconductif

La technique de détection par échantillonnage photoconductif met en exergue une antenne photoconductrice dont une représentation est donnée par la figure 1.4 (a). En effet, contrairement à l'émission, l'accélération des porteurs de charges initialement générées par l'excitation due au laser sonde se fera par le champ THz généré. Lequel mouvement de ces porteurs va créer des variations de courant pouvant être mesurées. On pourra ainsi déterminer le champ THz en utilisant l'expression Lee (2009) :

$$J(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_s(t - t') E_{THz}(t') dt' \quad (1.16)$$

Avec J le courant induit par le champ THz, t le temps, σ_s la conductivité de surface du semiconducteur et E_{THz} est le champ électrique THz. À partir de l'équation 1.16, on constate que la forme temporelle de la conductivité et la durée de la sonde optique jouent un rôle important sur la forme de l'onde THz détectée. Afin de limiter l'effet de la conductivité il devient important d'utiliser une APC fait à base d'un matériau dont le temps de recombinaison des porteurs de charges est très rapide : GaAs crût à basse température (Zhang, Hong, Braunstein & Shore (2004)). Il a été aussi démontré qu'une durée de la sonde beaucoup plus courte permet de détecter une limite supérieure de la largeur de bande (Liu, Tani, Nakajima, Hangyo & Pan (2003)).

1.2.2.2 Détection THz par échantillonnage électro-optique : effet Pockels

L'échantillonnage électro-optique (EO) est une technique d'optique non linéaire permettant de mesurer le profil temporel et l'amplitude des impulsions ultra-courtes. Cette technique est basée sur l'effet Pockels. En effet, la présence d'une onde THz dans un cristal non centrosymétrique entraîne l'apparition d'une biréfringence laquelle provoque un changement de la polarisation d'un faisceau sonde traversant le cristal. Ce changement étant proportionnelle au champ THz, sa mesure permet de déterminer l'amplitude du champ électrique associé à l'impulsion THz. Généralement, la durée de l'impulsion de la sonde est au moins un ordre de grandeur plus petite que l'impulsion THz. Ainsi, seule une petite partie de l'impulsion THz est mesurée. En faisant varier le délai optique entre les deux impulsions (tel qu'expliqué à la section précédente), le champ électrique de l'impulsion THz peut être mesuré.

Lors d'une détection EO, afin d'avoir une détection efficace, il est important de satisfaire plusieurs conditions (Wu & Zhang (1996)) :

- Être transparent à la longueur d'onde de la sonde utilisée.

- Posséder un fort coefficient EO.
- Satisfaire les conditions d'accord de phase, notamment entre la vitesse de propagation de l'impulsion optique sonde et l'impulsion THz.

Afin de pouvoir mieux comprendre la détection EO, il est important de présenter la technique d'ellipsométrie qui permet la mesure du changement de polarisation du faisceau sonde au cours du temps.

1.2.2.2.1 Présentation de la technique EO

- En l'absence de champ THz, la polarisation linéaire du faisceau sonde est inchangée au cours de la propagation dans le cristal de détection. Une fois le cristal traversé, cet état de polarisation linéaire est converti en un état de polarisation circulaire à l'aide d'une lame quart d'onde ($\lambda/4$) orientée de telle sorte qu'il y ait un angle de 45° entre ses lignes neutres et le champ électrique associé à l'impulsion sonde. L'utilisation d'un prisme de Wollaston (Voir figure 1.12) permet alors de séparer la composante parallèle «s» de la composante perpendiculaire «p» de la polarisation circulaire du faisceau sonde. Les deux faisceaux ainsi obtenus sont ensuite imagés sur deux photodiodes qui renvoient un signal ΔI proportionnel à la différence d'intensité reçue par celles-ci. Comme le faisceau sonde est polarisé circulairement, les intensités I_s et I_p sont identiques conduisant à un signal nul ($\Delta I = 0$) (Voir figure 1.12 (a)).
- En présence d'un champ THz, l'onde va entraîner une rotation directement proportionnelle au champ électrique THz. Ainsi, après avoir traversé la $\lambda/4$, l'état de polarisation de la sonde devient elliptique ce qui entraîne une différence entre les intensités optiques reçues sur les deux voies de détection : $\Delta I \neq 0$ (Voir figure 1.12 (b)). Il devient donc possible, en changeant le retard temporel entre l'impulsion THz et le faisceau sonde, de pouvoir reconstruire point par point le profil temporel de l'onde THz.

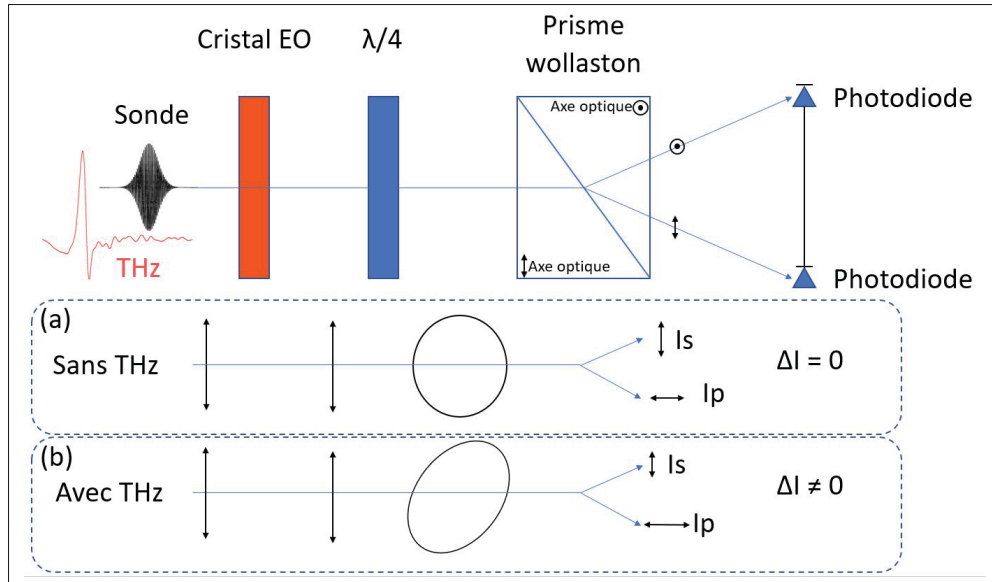


Figure 1.12 Mesure du signal électro-optique par ellipsométrie. a) Le signal EO est nul en l'absence d'onde THz. b) Le signal EO est non nul en présence de l'onde THz.

1.2.2.2.2 Calcul de la biréfringence induite dans un cristal EO

Dans cette section, nous allons déterminer la formule qui permet de déterminer la valeur du champ électrique THz par EOS dans un cristal. Pour simplifier, nous considérons le cristal EO étant homogène, isotrope et possédant une maille cubique avec pour orientation de l'axe principal dans le plan (110). Cette considération permet de réduire le tenseur EO du cristal (Chen, Tani, Jiang & Zhang (2001)) :

$$r = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

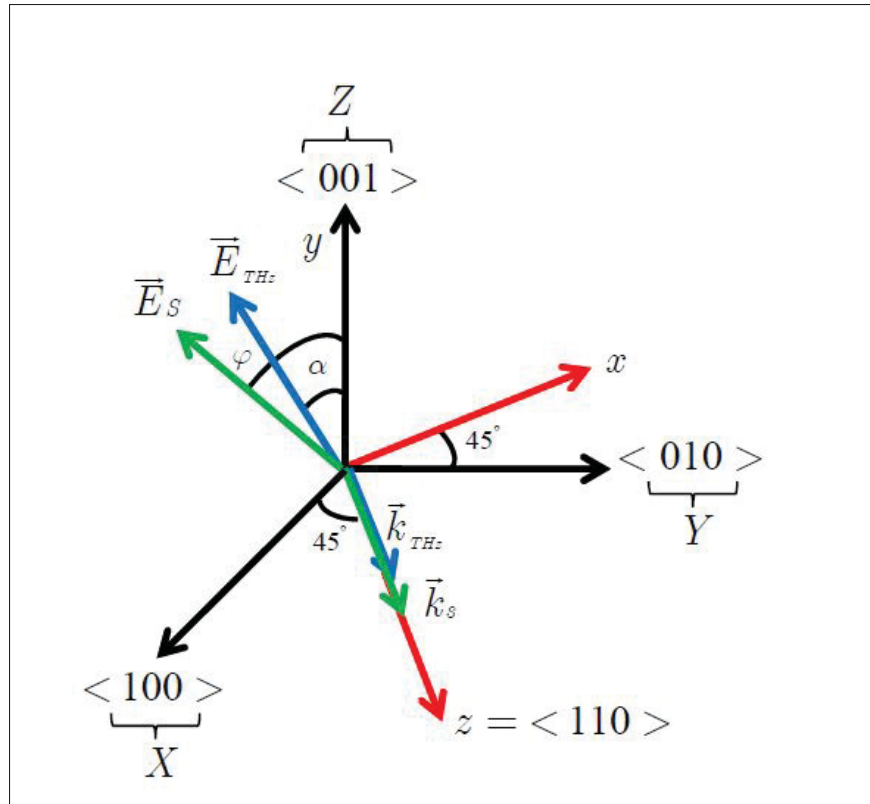


Figure 1.13 Représentation des différents axes utilisés. La coupe est choisie suivant l'axe (110). Le repère cristallin est représenté en noir par les axes X, Y, Z. Le repère du laboratoire défini par les axes x, y, z est représenté en rouge. L'impulsion sonde et l'impulsion THz se propagent suivant l'axe z. L'angle entre l'axe Z et la polarisation du champ électrique E_S associé à l'impulsion sonde est noté. L'angle entre l'axe Z et la polarisation du champ électrique tiré de Vidal (2009).

La présence d'un champ électrique THz $E = (E_x; E_y; E_z)$ entraîne une modification de l'ellipsoïde des indices de réfraction qui s'écrit désormais sous la forme :

$$\frac{X^2 + Y^2 + Z^2}{n^2} + 2r_{41}E_XYZ + 2r_{41}E_YXZ + 2r_{41}E_ZXY \quad (1.18)$$

Avec E_X, E_Y, E_Z les composantes du champ électrique THz suivant les axes X, Y et Z respectivement :

$$\begin{cases} E_X = \frac{1}{\sqrt{2}} E_{THz} \sin \alpha \\ E_Y = -\frac{1}{\sqrt{2}} E_{THz} \sin \alpha \\ E_Z = \frac{1}{\sqrt{2}} E_{THz} \cos \alpha \end{cases}$$

Afin de pouvoir écrire simplement l'équation de l'ellipsoïde, nous devons faire une transformation de coordonnées.

- La première transformation concerne une rotation d'un angle de 45° autour de l'axe Z Planken, Nienhuys, Bakker & Wenckebach (2001) :

$$\begin{cases} X = \frac{1}{\sqrt{2}}(X' - Y') \\ Y = \frac{1}{\sqrt{2}}(X' + Y') \\ Z = Z' \end{cases}$$

Ce qui donne l'équation de l'ellipsoïde sous la forme de :

$$X'^2 \left(\frac{1}{n^2} + E_{Zr41} \right) + Y'^2 \left(\frac{1}{n^2} - E_{Zr41} \right) + \frac{Z'^2}{n^2} + 2\sqrt{2} E_{Xr41} Y' Z' = 1 \quad (1.19)$$

- La deuxième transformation est une rotation du repère $(X'Y'Z')$ autour de l'axe X' d'un angle β . Soit $(X''Y''Z'')$ le nouveau repère lié au repère $(X'Y'Z')$ par les relations de passage suivantes Planken *et al.* (2001) :

$$\begin{cases} X' = X'' \\ Y' = Y'' \cos \beta - Z'' \sin \beta \\ Z' = Y'' \sin \beta + Z'' \cos \beta \end{cases}$$

Dans ce repère, l'ellipsoïde des indices s'écrit :

$$1 = X''^2 \left(\frac{1}{n^2} + E_{THz} r_{41} \cos \alpha \right) + Y''^2 \left(\frac{1}{n^2} - E_{THz} r_{41} \left(\cos \alpha \sin^2 \beta + \cos (\alpha + 2\beta) \right) \right) + Z''^2 \left(\frac{1}{n^2} - E_{THz} r_{41} \left(\cos \alpha \cos^2 \beta - \cos (\alpha + 2\beta) \right) \right) \quad (1.20)$$

Où β s'exprime en fonction de α de la manière suivante Planken *et al.* (2001) :

$$\begin{cases} 2\beta = -\arctan(2 \tan \alpha) - m\pi \\ \text{si } \left(m - \frac{1}{2}\right)\pi < \alpha \leq \left(m + \frac{1}{2}\right)\pi, m \in \mathbb{N} \end{cases}$$

Nous pouvons donc déduire les indices de réfraction suivant les axes Y'' et Z'' vus par une impulsion sonde se propageant suivant l'axe des X'' par :

$$\begin{cases} n_{Y''}(\alpha) \simeq n + \frac{n^3}{2} E_{THz} r_{41} \left(\cos \alpha \sin^2 \beta + \cos (\alpha + 2\beta) \right) \\ n_{Z''}(\alpha) \simeq n + \frac{n^3}{2} E_{THz} r_{41} \left(\cos \alpha \cos^2 \beta - \cos (\alpha + 2\beta) \right) \end{cases}$$

La différence d'intensité entre les deux axes de l'ellipse est donnée par la relation :

$$\Delta I(\alpha, \varphi) = I \sin(2(\varphi - \beta)) \sin\left(\frac{\omega}{c}(n_{Y''} - n_{Z''})L\right) \quad (1.21)$$

Où L représente la longueur du cristal, I l'intensité de l'impulsion sonde et ω sa pulsation. En supposant que la différence d'indice est relativement faible, on obtient l'équation

$$\Delta I(\alpha, \varphi) = I \frac{\omega n^3 E_{THz} r_{41} L}{2c} (\cos \alpha \sin 2\varphi + 2 \sin \alpha \cos 2\varphi) \quad (1.22)$$

Une analyse de cette dernière expression nous montre deux valeurs maximales : lorsque $\varphi = \alpha$ ou $\varphi = \alpha + 90^\circ$.

En traversant le cristal EO, l'impulsion sonde subit un retard de phase $\Delta\Gamma$ donné par la relation :

$$\Delta\Gamma = \frac{2\pi n^3 E_{THz} r_{41} L}{\lambda} \quad (1.23)$$

Pour de petits retards de phase $\sin(\Delta\Gamma) \approx \Delta\Gamma$, il devient possible de calculer la valeur du champ électrique. Connaissant les différentes intensités de lumière mesurées par les photodiodes I_s et I_p , nous pouvons définir la modulation (M) étroitement liée au retard de phase par :

$$M = \frac{I_s - I_p}{I_s + I_p} = \frac{2\pi n^3 E_{THz} r_{41} L}{\lambda} \quad (1.24)$$

1.3 Propagation non-linéaire d'impulsions laser

Cette partie présente les mécanismes intervenants dans la propagation et compression d'une impulsion ultra-courte. Premièrement, une description mathématique des impulsions laser dans le domaine temporel et fréquentiel est donnée suivie de différents phénomènes apparaissant lors d'une propagation non-linéaire des impulsions dans les matériaux. Deuxièmement, une mise en exergue du contexte pratique sur les différentes techniques utilisées afin de compresser des impulsions d'un laser Yb est abordée.

1.3.1 Modèle théorique

Le concept de compression d'impulsions non linéaires est simple, comme le montre la figure 1.14. Dans un premier temps, la largeur de bande optique est augmentée, généralement par une interaction non linéaire telle que l'automodulation de phase (SPM), ce qui conduit à des impulsions chirpées. Différentes plates-formes (bulk et guides d'ondes) peuvent être utilisées pour l'élargissement spectral et ceci, en fonction des paramètres d'entrée du laser. Dans la deuxième étape, la durée de l'impulsion est fortement réduite par un compresseur : des miroirs chirpés, une paire de prismes ou une paire de réseaux de diffraction.

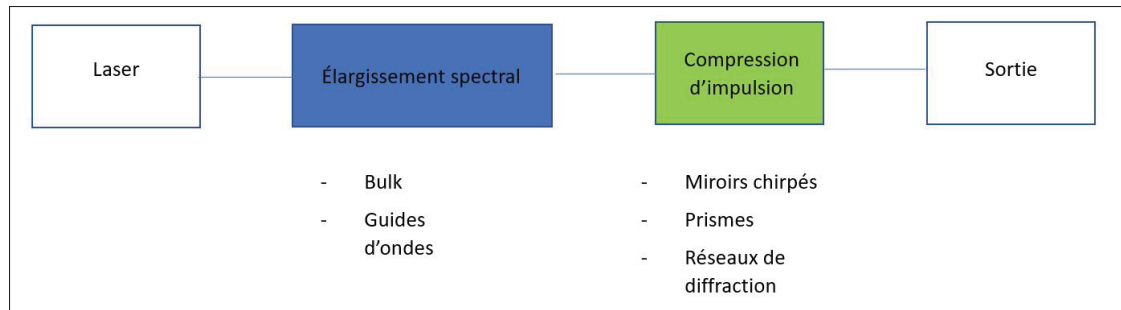


Figure 1.14 Concept de compression non linéaire.

1.3.1.1 Phase spectrale et largeur de bande temporelle

1.3.1.1.1 Domaine temporel et fréquentiel

Les impulsions laser sont des oscillations du champ électrique pendant une durée limitée. En les considérant comme des ondes gaussiennes, le champ électrique prend la forme temporelle :

$$E(t) = E_0 \exp(i\omega_0 t) \exp\left(-\frac{t^2}{\sigma^2}\right) \quad (1.25)$$

Avec E_0 étant la valeur maximale du champ électrique.

En considérant la transformée de Fourier de la forme temporelle de l'équation 1.25 on obtient :

$$E(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) \exp(-i\omega t) dt \quad (1.26)$$

D'où pour l'onde gaussienne nous avons :

$$E(\omega) = \sqrt{\frac{\sigma^2}{2}} E_0 \exp\left(-\frac{\sigma^2}{4} (\omega - \omega_0)^2\right) \quad (1.27)$$

Avec

$$E(\omega) = \sqrt{S(\omega)} \exp(i\phi(\omega)) \quad (1.28)$$

Expérimentalement, l'intensité spectrale $S(\omega)$ peut être mesurée par un spectromètre alors que la phase spectrale $\phi(\omega)$ est plus difficile à mesurer. Ce qui nous emmène à l'étudier.

1.3.1.1.2 Importance de la phase spectrale

La phase spectrale devient plus importante lorsque l'impulsion optique est courte. Dans le cas d'une impulsion gaussienne, la phase spectrale s'écrit en développement de série de Taylor comme :

$$\phi(\omega) = \phi_0 + \phi_1 \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{\phi_2}{2} (\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (1.29)$$

L'existence d'une phase constante ϕ_0 modifie seulement le décalage de phase de l'oscillation sous l'enveloppe du champ électrique. La présence d'une phase linéaire ϕ_1 résulte en un décalage de l'impulsion dans le temps sans altérer la forme de l'enveloppe du champ électrique et la présence de la phase quadratique ϕ_2 produit un chirp c'est-à-dire une variation linéaire de la fréquence instantanée laquelle est responsable de l'élargissement spectral (He & Liu (2018)).

1.3.1.2 Phénomène d'automodulation de phase (SPM)

L'impulsion laser la plus courte pour un spectre donné est obtenue lorsque la phase spectrale est nulle. De manière équivalente, la transformée de Fourier de l'intensité spectrale donne à elle seule l'impulsion la plus courte possible. Ainsi, pour comprimer une impulsion au-delà de la limite de Fourier, il faut d'abord élargir le spectre en utilisant les variations d'indice de réfraction d'un milieu. En effet, lorsqu'une impulsion traverse un milieu celle-ci induit un changement de l'indice de réfraction n du matériau selon la loi :

$$n(t) = n_0 + n_2 I(r, t) \quad (1.30)$$

Avec n_0 étant l'indice de réfraction réel, n_2 étant l'indice de réfraction non linéaire et $I(r, t)$ étant l'intensité du laser.

Nous constatons que l'indice de réfraction de l'air n ne dépend plus seulement du temps, mais aussi de l'intensité du laser qui dépend de l'espace et du temps. La valeur de l'indice de réfraction varie de telle manière à ce qu'elle soit la plus faible au sommet d'une impulsion et la plus élevée au bord arrière et au bord avant, respectivement (Suda & Takeda (2012)). Il peut être démontré qu'en l'absence de dispersion, l'enveloppe de l'impulsion ne change pas en raison de la non-linéarité de Kerr, de sorte que elle se manifeste uniquement par une variation de la phase temporelle $\varphi(t)$.

Après la propagation d'une distance L dans un milieu non linéaire, la fréquence instantanée devient :

$$\omega_{inst}(t) = \frac{d\varphi(t)}{dt} = \omega_0 - \frac{\omega}{c} n_2 \frac{\partial I(t - z/v_g)}{\partial t} L \quad (1.31)$$

la fréquence instantanée et l'impulsion résultante dans le domaine temporel sont illustrées à la figure 1.15 pour une impulsion gaussienne. Le spectre élargi d'une telle impulsion ainsi que le spectre initial sont représentés à la figure 1.16 en termes d'intensité spectrale et de phase spectrale. Cet élargissement symétrique est typique de la SPM pure d'impulsions gaussiennes.

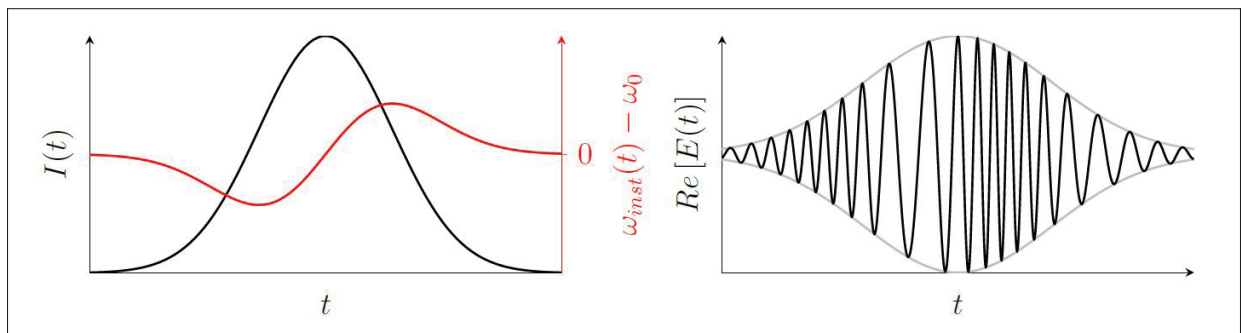


Figure 1.15 Intensité, fréquence instantanée et amplitude du champ électrique d'une impulsion gaussienne initialement idéale ayant subi un SPM. Notons que la dispersion a été négligée ici tiré de Weichert (2017).

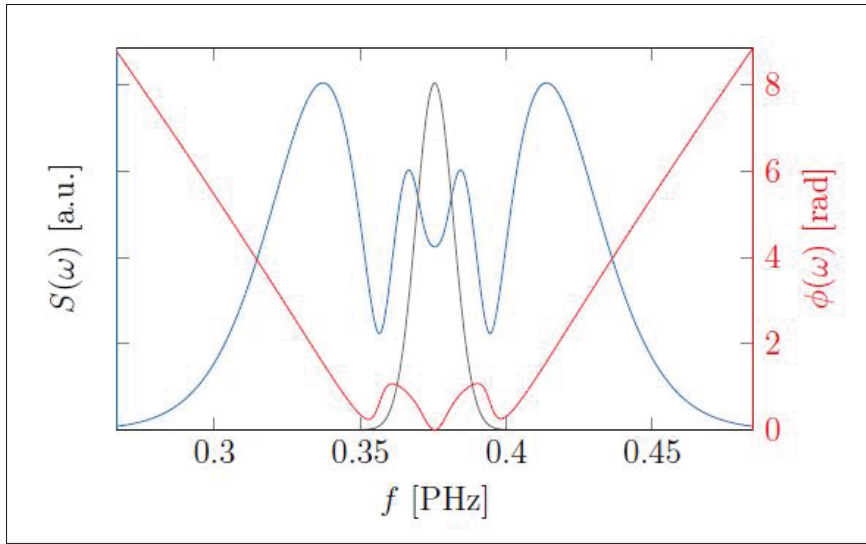


Figure 1.16 Intensité spectrale (bleu) et phase (rouge) d'une impulsion initialement gaussienne (gris) à phase nulle, ayant subi une SPM sans dispersion tiré de Weichert (2017).

1.3.1.3 Phénomène d'autofocalisation

Le phénomène d'autofocalisation est un processus dans lequel un faisceau intense interagit avec un milieu de manière à ce que le faisceau se concentre dans l'espace comme s'il passait à travers une lentille. Un faisceau ayant un profil spatial gaussien est plus intense au centre et moins intense sur les bords, de ce fait, le centre du front d'onde possédant l'intensité plus élevée connaîtra un indice de réfraction plus important et par conséquent, un retard plus important que les bords du front d'onde, qui connaîtront un indice de réfraction plus faible et un retard plus petit. Cet effet de lentille provoque l'effondrement du front d'onde sur lui-même entraînant l'impulsion optique à se concentrer dans l'espace (Couairon & Mysyrowicz (2007)).

Nous pouvons déterminer cette distance focale à laquelle va s'effondrer le faisceau mathématiquement. En considérant la phase d'une onde gaussienne nous avons :

$$f = \frac{\omega_0^2}{4n_2LI_0} \quad (1.32)$$

Avec I_0 l'intensité maximale de l'onde gaussienne. Il est à noter qu'une fois que le faisceau arrivé au point focal, il commencera à diverger.

En effet, l'autofocalisation peut causer des dommages optiques même à des intensités incidentes plus faibles que celles auxquelles on pourrait s'attendre. Nous pouvons donc estimer la puissance critique donnée par :

$$P_{cr} = \frac{\pi c \epsilon_0 \lambda_0^2}{64 n_2} \quad (1.33)$$

Ainsi, pour des puissances $P = P_{cr}$, on a un piégeage du faisceau dans le milieu. Lorsque $P_0 < P_{cr}$ le phénomène de diffraction va dominer conduisant le faisceau à diverger. Pour $P_0 > P_{cr}$ les effets non linéaires vont dominer conduisant au phénomène d'autofocalisation pouvant détruire le milieu (Chiao, Garmire & Townes (1964)).

1.3.1.4 Mesure de la durée d'une impulsion

La mesure de la durée d'une impulsion laser ultracourte est pratiquement impossible, car ces impulsions sont généralement générées pour sonder des événements d'une durée plus longue. Par conséquent, l'échantillonnage d'une impulsion courte avec une impulsion de durée similaire n'est en principe pas réalisable. Pour surmonter ce problème, des techniques basées sur l'idée de mesurer l'impulsion avec elle-même ont été développées : ce sont les techniques dites d'autocorrélation optique. Lesquelles sont basées sur la convolution de fonctions de l'onde électrique, de son conjugué complexe et de leurs copies décalées dans le temps. Dans cette section, nous décrivons la technique de caractérisation basée sur l'autocorrélation d'intensité et la technique FROG (Frequency Resolved Optical Gating en anglais).

1.3.1.4.1 L'autocorrélateur d'intensité

Un autocorrélateur d'intensité (voir figure 1.17) est un dispositif utilisé en optique pour mesurer la fonction d'autocorrélation d'intensité d'une impulsion laser. Il est basé sur l'utilisation

d'un cristal optique non linéaire, qui génère un signal proportionnel au carré de l'intensité de l'impulsion d'entrée.

En effet, dans un autocorrélateur d'intensité, l'impulsion laser est divisée en deux copies identiques grâce à un séparateur de faisceaux (beam splitter en anglais : BS), qui sont retardées l'une par rapport à l'autre par un délai variable (τ). Les deux copies sont ensuite focalisées sur le cristal non linéaire, où elles interagissent et génèrent un signal. L'intensité du signal généré est alors mesurée en fonction du délai entre les deux copies de l'impulsion et est donné par la relation :

$$S(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t - \tau)dt \quad (1.34)$$

Où τ représente le retard temporel introduit mécaniquement par l'un des bras du Michelson.

Le signal mesuré est proportionnel au carré de la fonction d'autocorrélation de l'intensité de l'impulsion d'entrée, qui peut être utilisée pour extraire la durée de l'impulsion ou la largeur de bande spectrale de l'impulsion laser. L'avantage des autocorrélateurs d'intensité est qu'ils sont relativement simples à installer et à utiliser et qu'ils peuvent fournir des mesures précises de la durée de l'impulsion pour une large gamme de paramètres laser.

Cependant, les autocorrélateurs d'intensité ont des limites, comme l'incapacité de mesurer des impulsions avec des profils temporels complexes ou la sensibilité aux distorsions d'impulsion causées par des éléments optiques dans l'installation.

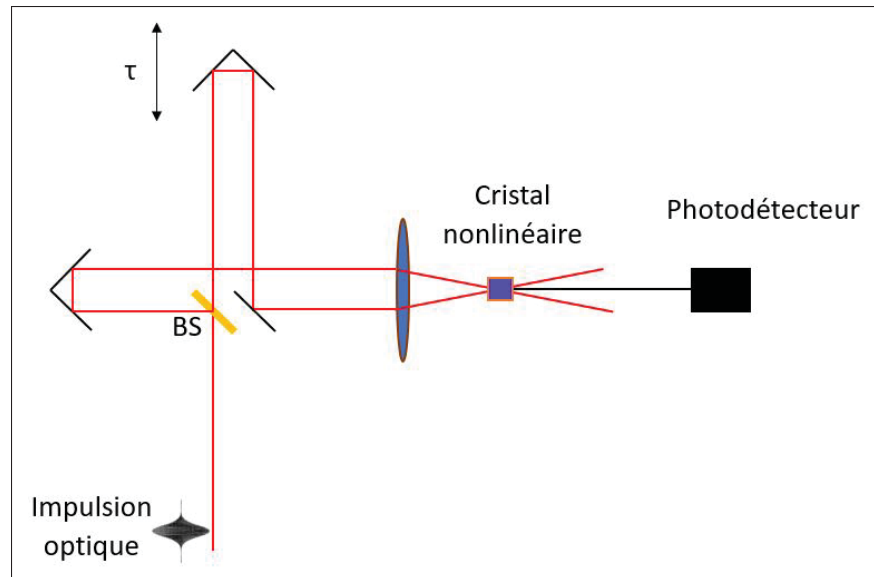


Figure 1.17 Schéma de principe de l'autocorrélateur d'intensité.

1.3.1.4.2 Caractérisation par la corrélation résolue en fréquence

Afin de complètement caractériser une impulsion, il est aussi important de déterminer la phase de celle-ci. C'est ainsi qu'intervient une technique de corrélation en fréquence (FROG) afin de résoudre les problèmes liés à l'indétermination de la phase. Parmi celles-ci, on présente l'autocorrélation par doublage de fréquence (SHG-FROG) qui par sa grande sensibilité fait d'elle la référence des systèmes FROG actuels.

Un SHG-FROG est essentiellement un autocorrélateur d'intensité auquel est ajouté un spectromètre et le cristal non linéaire produit des effets non linéaires de second ordre. Afin de résoudre spectralement la trace d'autocorrélation, les impulsions sont focalisées dans une dimension, de sorte qu'elles forment une ligne dans le plan d'intersection, ce qui donne une image d'autocorrélation unidimensionnelle. À l'aide d'un réseau ou d'un prisme, cette ligne est résolue spectralement dans la dimension perpendiculaire à celle-ci et imagée sur une caméra. L'image ainsi obtenue est généralement appelée trace FROG. La difficulté réside dans le fait que l'intensité de l'impulsion ne peut pas être calculée directement à partir de la trace FROG.

Ainsi, il existe des codes de reconstitution supposant un champ électrique et calculant la trace FROG que cette distribution de champ générerait. Il est très peu probable que cette supposition corresponde au champ électrique de l'expérience, ce qui fait que la trace FROG calculée diffère souvent légèrement de la trace mesurée. Cette différence entre les deux traces FROG est alors utilisée pour une meilleure estimation, qui est itérée pour améliorer le champ estimé jusqu'à ce que sa trace FROG corresponde à celle mesurée avec une certaine marge d'erreur donnée par l'erreur FROG. La mesure temporelle de l'impulsion optique est ainsi obtenue par analyse de la trace FROG reconstruite.

1.3.2 Techniques de compression d'impulsions lasers Yb

La compression d'impulsions ultracourtes de laser à ytterbium est un processus par lequel la durée de l'impulsion est réduite tout en maintenant sa forte intensité. Ce procédé est important pour de nombreuses applications, telles que la spectroscopie ultrarapide, la microscopie multiphotonique et le micro-usinage laser. La technologie laser utilisée tout au long de cette thèse possède une largeur de bande de gain assez étroite imposant des impulsions de longue durée (300 fs). Afin de pouvoir obtenir des durées d'impulsions plus courtes et proches de celles d'un laser Ti :Sa, des techniques post-compression des impulsions de la source laser ont été développées. Comme présenté dans la section 1.3.1, elles suivent toutes un schéma prédéfini mais ne sont pas adaptées à toutes les situations. En effet, en fonction de l'énergie par impulsion du laser Yb utilisée, certaines techniques sont avantageuses.

1.3.2.1 Techniques de compression à des énergie par impulsion ($\geq 100\mu J$)

Afin de réaliser compression des impulsions laser avec des énergies $\geq 100\mu J$, l'élargissement spectral s'est fait premièrement à partir de fibres cylindriques à coeur creux (HCF) remplies de gaz (Nisoli, De Silvestri & Svelto (1996)). Ensuite, une paire de prismes ou un ensemble de miroirs chirpés (Kafka & Baer (1987)) sont insérés afin de compresser la durées des impulsions laser. L'utilisation de ces HCFs est importante car elles permettent de supporter des puissances moyennes élevées de l'ordre de centaines de watts (Hädrich *et al.* (2013), Rothhardt, Hädrich,

Delagnes, Cormier & Limpert (2017)). Ce qui les rend importantes pour la compression des impulsions du laser Yb. Afin d'augmenter l'énergie par impulsion lors de leur utilisation et de s'abstenir des effets d'ionisation et d'autofocalisation, on pourrait utiliser une lumière polarisée de manière cyclique ou augmenter leur taille (Cardin *et al.* (2015),).

Néanmoins, l'utilisation des HCFs remplies de gaz présente certains inconvénients, tels que la nécessité d'utiliser un système à vide pour contrôler les espèces de gaz et la pression et la dimension de la fibre. De plus, leur utilisation peut entraîner la formation d'un plasma, qui à son tour peut dégrader la stabilité du dispositif (Mak *et al.* (2015)).

1.3.2.2 Techniques de compression utilisées à des énergies par impulsion ($\leq 100\mu J$)

Ces dernières années, divers schémas de compression ont été développés et appliqués dans la gamme d'énergie inférieure à $100\mu J$ (Seidel *et al.* (2017), Schulte, Sartorius, Weitenberg, Vernaleken & Russbuedt (2016)). Généralement les matériaux utilisés sont des bulk possédant des indices de réfraction non linéaires élevés afin de pouvoir élargir au maximum le spectre des impulsions laser. Nous présentons dans cette section certaines configurations connues de la littérature. Certaines méthodes présentées ici offrent parfois des facteurs de compression élevés.

Dans, cette approche, un compresseur à plusieurs étages est souvent utilisé. En effet, dans un compresseur à plusieurs étages, l'impulsion est d'abord comprimée à un niveau d'énergie modéré à l'aide d'un compresseur à basse énergie, puis à un niveau d'énergie souhaité à l'aide d'un compresseur à haute énergie. Cette approche permet de réduire la densité de puissance de crête de l'impulsion à chaque étape, réduisant ainsi le risque de dommages optiques sur les différents cristaux.

1.3.2.2.1 Configuration basée sur l'autofocalisation dans un cristal de BBO

Cette méthode est basée sur les non-linéarités quadratiques (χ^2) en cascade dans les cristaux de BBO. Ces non linéarités donnent lieu à un effet optique de type Kerr dont le signe et l'ampleur dépendent du déphasage du processus de mélange à trois ondes sous-jacente, c'est-à-dire de la

génération de seconde harmonique (SHG) (DeSalvo *et al.* (1992), Liu, Qian & Wise (1999)). L'élargissement spectral a été ainsi obtenu dans les cristaux de BBO grâce à des non-linéarités χ^2 en cascade décalée en phase, ce qui a entraîné un indice de réfraction non linéaire négatif effectif qui peut être exprimé par (DeSalvo *et al.* (1992)) :

$$n_2(\theta, \lambda) = n_2^{Kerr} + n_2^{Cas}(\theta, \lambda) \quad (1.35)$$

Avec, n_2^{Kerr} étant l'indice de réfraction non linéaire résultant de l'effet Kerr optique et $n_2^{Cas}(\theta, \lambda)$ étant un terme de type indice de réfraction non linéaire provenant des non-linéarités quadratiques du BBO.

Dans cette démonstration, la compression a été faite par une combinaison de deux miroirs chirpés. Cette configuration offre un facteur de compression de 6 pour une énergie par impulsion de $3\mu J$. (Seidel *et al.* (2017))

1.3.2.2.2 Élargissement spectral multipassage sans fibre et à l'état solide

Le dispositif d'élargissement spectral se compose de trois cellules appelées cellules de Herriot (HC) (Voir figure 1.18). Les HC sont constituées de miroirs communs hautement réfléchissants et de substrats de silice en verre (FS) recouverts d'un revêtement anti-réfléchissant placés au centre des HC. À chaque passage dans les bulk de FS l'élargissement spectral se fera jusqu'à la valeur voulue. Ensuite l'utilisation de miroirs chirpés permettent de compresser les impulsions à la sortie de la HC. Cette configuration peut être réalisée plusieurs fois (jusqu'à trois étages) et peut offrir un facteur de compression de 22 pour une énergie par impulsion de $5\mu J$. (Fritsch, Poetzlberger, Pervak, Brons & Pronin (2018))

1.3.2.2.3 Configuration multiplaque (MPC)

Afin de réaliser l'élargissement spectral, les impulsions sont focalisées dans des plaques de verre en silice en nombre pair et placées à angle de Brewster pour éviter l'aberration ou la dispersion chromatique (voir figure 1.19). Dans cette configuration, deux plaques entraînent un

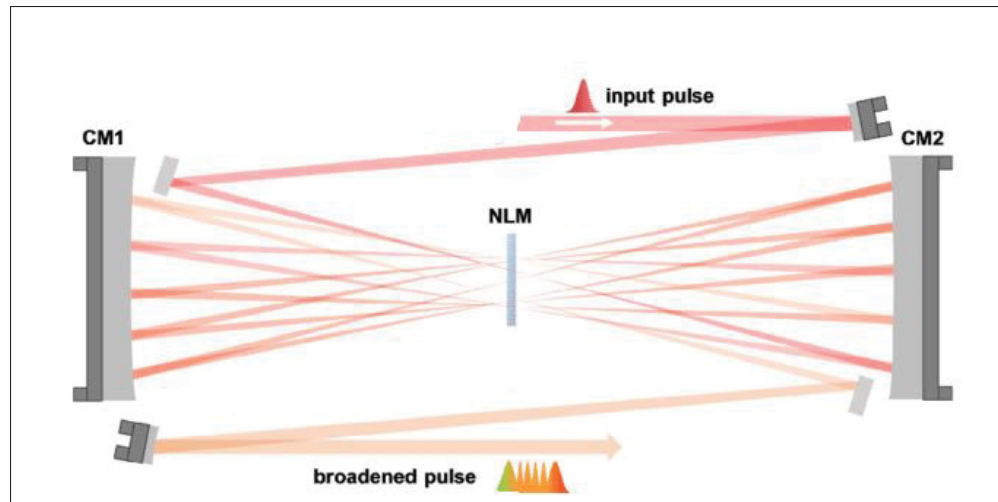


Figure 1.18 Cellule de henriott tiré de Cao *et al.* (2019).
 NLM : milieu non linéaire, CM1 et CM2 sont les miroirs
 hautement réfléchissants.

élargissement spectral insuffisant et six plaques n'améliorent pas tellement la largeur spectrale par rapport à la géométrie de Brewster. La compression des impulsions laser peut être réalisée par un interféromètre tour à tour ou par des miroirs chirpés. Il est à noter que plusieurs étages peuvent être réalisés afin d'obtenir un facteur de compression de 16 pour une énergie par impulsion de $60 \mu J$ (Ishii, Xia, Kanai & Itatani (2019)).

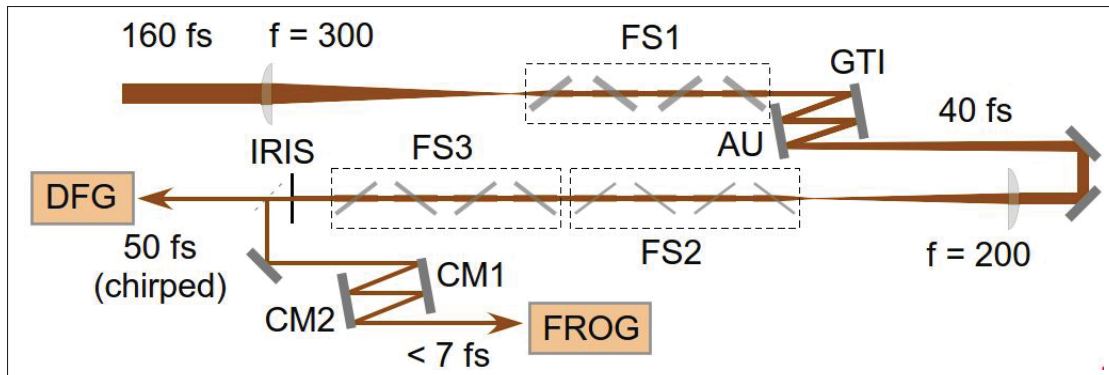


Figure 1.19 MPC en deux étapes tiré de Ishii *et al.* (2019).

FS1 : plaques de verre en silice de 1 mm d'épaisseur, FS2 : plaques de verre en silice de 0,5 mm d'épaisseur, FS3 : plaques de verre en silice de 0,7 mm d'épaisseur, GTI : interféromètre Gires-Tournois, AU : miroir en or ; DFG, cristal de génération de différence de fréquence ; CM1 et CM2 sont deux miroirs chirpés.

Quelle que soit la méthode utilisée, la stratégie commune consiste à rendre la propagation aussi peu non linéaire que possible, afin d'éviter que d'autres effets non linéaires préjudiciables ne déforment la phase spectrale et obtenir ainsi un résultat bien défini.

Il existe aussi des méthodes utilisant des fibres à cristaux photoniques offrant des facteurs de compression allant jusqu'à 27 et des énergies en sortie de $0,31 \mu J$ pour un taux de conversion de 45% (Mak *et al.* (2015)). Mais chacune des méthodes sus-citées sont parfois difficiles à mettre en oeuvre dans notre laboratoire à l'ÉTS montréal tant au niveau des outils qu'au niveau de l'énergie par impulsion utilisée ($0,8 \mu J$). C'est ainsi que nous nous sommes proposés de réaliser une technique unique de compression des impulsions laser Yb présentée dans le Chapitre 3.

1.4 Mise en forme d'impulsions THz

Cette section est dédiée à une revue sur la mise en forme des ondes optiques et des techniques utilisées pour contrôler les propriétés spectrales et temporelles du rayonnement THz. Le procédé de mise en forme consiste à moduler des formes d'ondes presque arbitraires avec un contrôle de la phase (Gingras & Cooke (2017)), de l'amplitude et de la polarisation (Weiner (2000)) ce qui

a permis d'ouvrir des possibilités pour un large éventail d'applications dans des domaines tels que la spectroscopie, l'imagerie et la communication.

1.4.1 Bases de la mise en forme des ondes optiques

La mise en forme d'impulsions optiques la plus simple consiste à utiliser une transformée de Fourier pour décomposer une impulsion d'entrée en ses composantes spectrales, à manipuler les composantes spectrales, puis à retransformer le spectre modifié en une impulsion dans le domaine temporel.

En effet, une impulsion d'entrée est généralement envoyée à travers une série d'éléments optiques, tels qu'un réseau de diffraction ou un modulateur spatial de lumière, qui manipulent l'amplitude et la phase des différentes composantes de fréquence de l'impulsion. Le spectre modifié est ensuite retransformé dans le domaine temporel à l'aide d'une transformée de Fourier inverse, ce qui permet d'obtenir une impulsion ayant la forme temporelle souhaitée (voir figure 1.20).

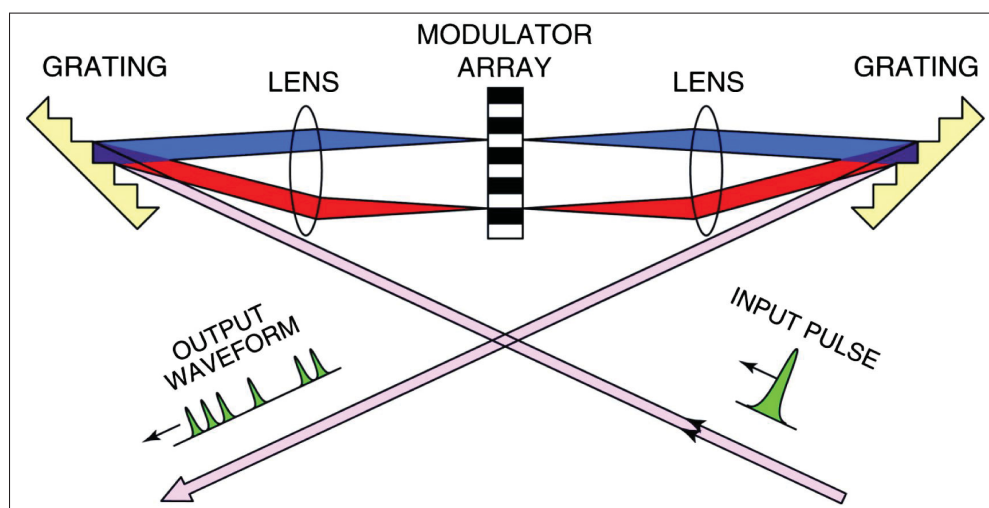


Figure 1.20 Schéma de la mise en forme d'une impulsion optique par transformée de Fourier tiré de Weiner (2011a).

1.4.2 Techniques de mise en forme des ondes THz

Les techniques de mise en forme des ondes THz sont utilisées pour contrôler les propriétés spectrales et temporelles du rayonnement THz. Ces techniques permettent aux chercheurs de manipuler la forme, la durée et le contenu en fréquence des ondes THz pour une large gamme d'applications. Il existe différentes manières de moduler une impulsion THz. Ceci peut être fait par métamatériaux (Liu *et al.* (2014a), Hashemi, Cakmakyapan & Jarrahi (2017), Keren-Zur & Ellenbogen (2019)), des APCs (Yongqian Liu, Sang-Gyu Park & Weiner (1996)), des cristaux nonlinéaires (Sato *et al.* (2013), Ahn, Efimov, Averitt & Taylor (2003)), des guides d'ondes et des outils passifs diffractifs (Veli *et al.* (2021)).

La mise en forme d'impulsions THz pose plusieurs problèmes notamment :

- Une gamme spectrale limitée : La gamme de fréquences THz se situe entre les régions de l'infrarouge et des micro-ondes ce qui rend difficile la génération et la manipulation d'impulsions THz avec des techniques optiques conventionnelles. Cette gamme spectrale limitée nécessite des équipements et des techniques spécialisées pour générer et façonner les impulsions THz.
- Une disponibilité limitée des sources THz : Les sources THz ne sont pas aussi largement disponibles que d'autres types de sources lumineuses, ce qui rend difficile la génération d'impulsions THz de haute qualité pour les expériences de mise en forme.
- Une faible énergie par impulsion : les sources THz produisent généralement des impulsions de faible énergie, ce qui peut limiter la résolution et la précision du processus de mise en forme des impulsions. Cette faible énergie par impulsion rend également difficile l'observation des effets de la mise en forme des impulsions sur les impulsions THz.
- Des effets de propagation : Les impulsions THz peuvent subir une atténuation et une dispersion importantes lorsqu'elles se propagent dans divers matériaux et milieux, ce qui peut affecter la forme et la qualité de l'impulsion.

- Des formes d'impulsion complexes : La création de formes d'impulsions complexes peut s'avérer difficile, car elle nécessite des connaissances avancées en optique et des algorithmes mathématiques complexes pour concevoir les dispositifs diffractifs nécessaires à la formation des impulsions.

1.4.2.1 Mise en forme des ondes THz par des APCs

Par le biais des APCs, la mise en forme des impulsions THz peut être réalisée en contrôlant le profil spatial et temporel de l'impulsion laser incidente sur l'APC. Cela permet de générer des impulsions THz avec un contenu spectral spécifique, telles que des impulsions THz à bande étroite ou à large bande, ainsi que des impulsions avec des formes temporelles spécifiques, telles que des impulsions multicycles (Ropagnol, Blanchard, Ozaki & Reid (2013)). L'approche courante pour la mise en forme des impulsions THz à l'aide d'APCs consiste à utiliser un modulateur spatial de lumière (SLM) pour façonner le profil spatial de l'impulsion laser incidente sur l'antenne. En projetant un modèle spatial spécifique sur le SLM, l'impulsion THz résultante peut être façonnée de manière à présenter une distribution spatiale spécifique (Liu, Park & Weiner (1996), Lavrukhin *et al.* (2019), Wang *et al.* (2023)).

1.4.2.2 Mise en forme des ondes THz par des cristaux non linéaires

Les cristaux non linéaires peuvent être utilisés pour générer un rayonnement THz par le biais de la RO, qui est un processus impliquant l'interaction non linéaire d'une impulsion laser femtoseconde avec le cristal non linéaire. Une approche de la mise en forme des impulsions THz à l'aide de cristaux non linéaires consiste à utiliser un laser à impulsions chirpées (Erschens, Turchinovich & Jepsen (2011)). En faisant varier la phase spectrale de l'impulsion laser à l'aide d'un modulateur spatial ou des masques binaires, il est possible de générer une impulsion THz avec un profil temporel spécifique, tel qu'un train d'impulsions gaussiennes ou plates (Kohli, Vaupel, Chatterjee & Rühle (2009), Takahashi *et al.* (2019), Avestisyan *et al.* (2012)).

1.4.2.3 Mise en forme des ondes THz par des outils diffractifs

La mise en forme d'impulsions THz à l'aide d'outils passifs diffractifs consiste à manipuler l'amplitude et la phase des impulsions THz à l'aide d'éléments optiques tels que des réseaux de diffraction, des lentilles et des miroirs. Ces dispositifs passifs ne nécessitent pas de source d'énergie externe ni de contrôle actif, ce qui en fait une solution rentable et facile à mettre en oeuvre pour la mise en forme d'impulsions THz. Dans cette approche, la mise en forme des impulsions THz consiste à utiliser un réseau de diffraction pour diviser l'impulsion THz incidente en plusieurs faisceaux. En concevant soigneusement la structure des lames du réseau, les faisceaux peuvent être manipulés pour créer la forme d'impulsion souhaitée. Par exemple, une série de réseaux peut être utilisée pour recombinaison des faisceaux divisés, ce qui entraîne des interférences constructives et destructives qui façonnent l'impulsion (voir figure 1.21). Les dispositifs diffractifs passifs ont l'avantage d'être relativement simples et peu coûteux à fabriquer par rapport à d'autres techniques de mise en forme d'impulsions THz. En outre, ils ne nécessitent pas de sources d'énergie externes ni de contrôle actif, ce qui les rend idéaux pour les applications où la consommation d'énergie et la complexité sont des préoccupations.

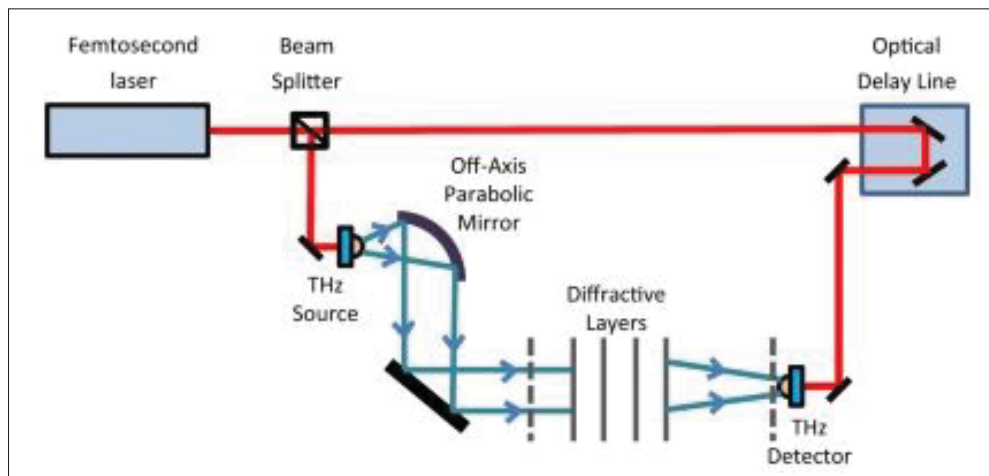


Figure 1.21 Schéma d'un THz-TDS utilisé lors de la mise en forme des ondes THz par des outils diffractifs tiré de Veli *et al.* (2021).

Malheureusement, certaines approches mentionnées plus haut sur la mise en forme des ondes THz sont capables de générer des impulsions THz avec une précision inférieure à la picoseconde mais sans la capacité de modulation dynamique, tandis que d'autres approches sont largement limitées dans le nombre d'impulsions de sortie générées ce qui présente un défi supplémentaire. À ce jour, un générateur de train d'impulsions dynamique simple avec une modulation parallèle à une résolution temporelle inférieure à la picoseconde reste un défi. Ce qui nous a poussé à investiguer sur une nouvelle approche de génération et de modulation en parallèle des ondes THz, laquelle est présentée dans le chapitre 4.

CHAPITRE 2

ELECTRO-OPTICAL DETECTION OF TERAHERTZ RADIATION IN A ZINC SULPHIDE CRYSTAL AT A WAVELENGTH OF 512 NM

Joel Edouard Nkeck¹, Xavier Ropagnol^{1,2}, Riad Nechache^{1,2}, François Blanchard^{1,*}

¹ Département de génie électrique, École de technologie supérieure (ÉTS), Montréal, Canada,

² Institut National de la Recherche Scientifique–Énergie Matériaux Télécommunications,
Varenes, Québec J3X 1S2, Canada

* E-mail : francois.blanchard@etsmtl.ca

Article publié dans la revue « Applied Physics Express » en octobre 2020.

2.1 Abstract

The electro-optical sampling method is a widely used technique for the detection of terahertz (THz) waves. During the last thirty years, various electro-optical sensors have been proposed, but mainly working with a near-infrared probe. Here we demonstrate efficient detection of terahertz radiation up to 2.5 THz using a (110)-cut zinc sulfide (ZnS) crystals with the second harmonic of an amplified solid-state ytterbium laser beam at 512 nm. To validate its characteristics, we compare its performance with that of the cadmium telluride (CdTe) crystal probed at the fundamental wavelength of the laser.

2.2 Introduction

Over the last 30 years, terahertz (THz) technology has spawned the development of several techniques for generating and detecting ultrafast pulses, and in the process, creating a wide range of applications in security (Kawase *et al.* (2003), Shen *et al.* (2005)), telecommunications (Akyildiz *et al.* (2014), Nagatsuma *et al.* (2016)), spectroscopy (Exter, Fattinger & Grischkowsky (1989), Baxter & Guglietta (2011)) imaging (Mittleman (2018), Guerboukha *et al.* (2018)) and microscopy (Adam (2011), Blanchard *et al.* (2013)). Most of these applications use electro-optical sampling (EOS) (Wu & Zhang (1995)) THz technology boom was ignited by the development of Ti :Sapphire laser, which can generate ultrafast laser pulses with wavelengths located around

800 nm. That is indeed why most optically-pumped THz sources and detectors are optimized for the 800 nm wavelength. Today, a new commercial laser class, based on the ytterbium (Yb) system technology, is emerging in a wide range of industrial and scientific applications, and surpassing Ti :Sapphire in terms of relatively low cost, stability, low maintenance, high average power and tunable repetition rate with phase sensitive detection. Thanks to these advantages, the scaling flexibility of the Yb laser is beginning to close its performance gap with the Ti : Sapphire laser, and could, in relatively short order, come to represent a good alternative for generating and detecting THz waves, with clear demonstrations in this direction.(Matthäus *et al.* (2006), Nagai *et al.* (2014), Buchmann *et al.* (2020)) Consequently, it is important to develop new source and detector efficient around 1.03 μm wavelength.

For THz imaging systems, a typical approach involves using a complementary metal-oxide-semiconductor (CMOS) camera for two-dimensional EOS sensing (Blanchard & Tanaka (2016)). Most CMOS cameras are equipped with silicon-based sensors having a sensitivity peak of approximately 550 nm generally greater than 60% in quantum efficiency (Fowler *et al.* (2010)). However, at 1030 nm, the sensitivity of the CMOS camera exhibits a very weak quantum efficiency of around 60% or less. As a practical consequence, more light is needed to work in a useful dynamic range when using a CMOS camera and a 1030 nm imaging beam. Since the EOS method generally requires a low level of probe light to operate in linear mode, i.e. by avoiding a two-photon absorption in the detector (Ropagnol *et al.* (2020)), increasing the power of the probing light is often impractical.

The parameters required for a good EO THz sensor are : (i) high transparency at THz frequencies and optical waves, (ii) a THz refractive index very close to the group index at the wavelength of the optical probe pulse leading to a good velocity phase matching, and (iii) a high EO coefficient. In order to improve the detection efficiency, a long interaction is also required between the THz pulse and the probe pulse inside the crystal. Therefore, depending on the different parameters described above, we can define the coherence length L_c of the crystal, which defines the maximum thickness of the crystal to be used as a function of the frequency. This relation is given by Ref (Nahata *et al.* (1996)) :

$$L_c = \frac{c}{\omega} \frac{1}{|n_g - n_{THz}|} \quad (2.1)$$

where c is the celerity of the light, ω is the THz frequency, n_g is the group refractive index at the optical frequency, and n_{THz} is the refractive index at THz frequencies. It was demonstrated that GaP and CdTe (Nagai *et al.* (2014), Pradarutti *et al.* (2008)) are two EO sensor that are efficient around $1.03 \mu m$ wavelength. Indeed, they have a relatively high linear electro-optic coefficient, especially in the case of CdTe, for which it is $4.5 pm.V^{-1}$, have a good phase matching for frequencies below 1 THz. However, these crystals cannot be used with the second harmonic of the Yb laser because they are not transparent to the optical wavelength and/or the phase matching conditions are no longer satisfy anymore.

To date, EOS using a probe beam at 530 nm wavelength has only been demonstrated in a $BaTiO_3$ (Pradarutti *et al.* (2008)) crystal. Besides, a theoretical investigation of THz detection via EOS at 515 nm has been reported in a 6H-SiC monocrystalline crystal (Zhao, Chen & Shi (2014)). Despite a high EO coefficient of the $BaTiO_3$ crystal, the relatively large differences in the optical and THz refractive index values limit its usefulness for THz detection. On the other hand, the potential of 6H-SiC was only demonstrated theoretically, and we are not aware of any related experimental demonstration.

The zinc sulfide (ZnS) crystal is another II–VI semicon- ductor which exists in two structures in the solid state : wurtzite (WZ) and zinc blende (ZB), with ZB being the more common. ZnS crystal has previously been used for image readout and storage,22) and also as a Pockel cell due to its optical properties. Its band gap of 3.66 eV is largely above the photon energy of 512 nm wavelength. Its EO coefficient of $1.5 pm.V^{-1}$ (Baldassare, Cingolani, Ferrara & Lugarà (1980)) is slightly greater than half the EO coefficient of GaP and one-third the EO coefficient of CdTe. The group index of ZnS at 512 nm is 2.79 (Debenham (1984)), which is relatively close to its refractive index at 1 THz, $n_{THz} = 2.87$ (Han *et al.* (2006)). In view of its physical characteristics, ZnS could be a promising candidate for THz EOS probed at 512 nm.

In this work, we demonstrate the EOS detection of a single cycle THz pulse using a ZB (110) ZnS crystal with the second harmonic of an amplified Yb laser. We compare its performance to that of the CdTe crystal when probed with the fundamental wavelength of the laser. We show that the detection using ZnS crystal is comparable to that obtained from CdTe in terms of bandwidth. Further, the azimuthal dependence confirms that we are working with a ZB crystal. Despite some drawbacks with ZnS, such as the presence of bubbles within it, we believe this crystal will eventually be widely used for THz EOS applications.

2.3 Material and methods

The experimental setup shown in Fig. 2.1 consists of a typical THz time domain spectroscopy (THz-TDS) system pumped by an amplified ytterbium (Yb) laser model Pharos from Light Conversion, working at a central wavelength of 1024 nm. The laser delivers up to 10 W of optical power, 400 μJ of pulse energy and 270 fs in pulse width duration at a tunable repetition rate ranging from a single shot to 200 kHz. For the generation of THz radiation, we send 380 μJ onto a 1 mm thick (110) CdTe crystal at normal incidence. The THz beam is focused first by a 1 inch diameter off-axis parabolic mirror (OAP) with a focal length of 1 inch, then recollimated and refocus onto the EO detector by a pair of 2 OAP mirrors with 2 inches diameter and a f-number of 2 and 1, respectively (Hirori *et al.* (2011)). For the EO detection, three crystals were used. As a reference, we used a 1 mm thick CdTe crystal, identical to the emitter, at the fundamental wavelength of the Yb laser, i.e. at 1.024 μm . The other two crystals were the (110) ZnS crystal, with 1 mm and 0.5 mm. We compared the performance of the electro-optical responses between a 1 mm thick ZnS crystal and a 0.5 mm thick ZnS crystal using the second harmonic of the Yb laser, i.e. at 512 nm. For detection using ZnS crystals, the probe beam is doubled by a 0.5 mm thick BBO type I crystal, while the remaining part of the fundamental wavelength is cut using a Semrock high-pass filter model BSP01-532R-25. In order to ensure that the probe pulse polarization is always parallel both to the (110) direction of the crystal and to the THz beam polarization for optimal electro-optic phase modulation, we rotate the polarization of the 2nd harmonic laser beam by 90 degrees with the combination of half wave plate and a polarizer. In

this configuration, the THz beam and the optical probe beam travel in a collinear configuration. After the crystal, the probe beam passes through a standard EO detection (Wu & Zhang (1995)). In the case of the reference detection using a 1 mm thick (110) CdTe sensor with the 1024 nm laser beam, the BBO crystal and the filter have been removed from the probe path.

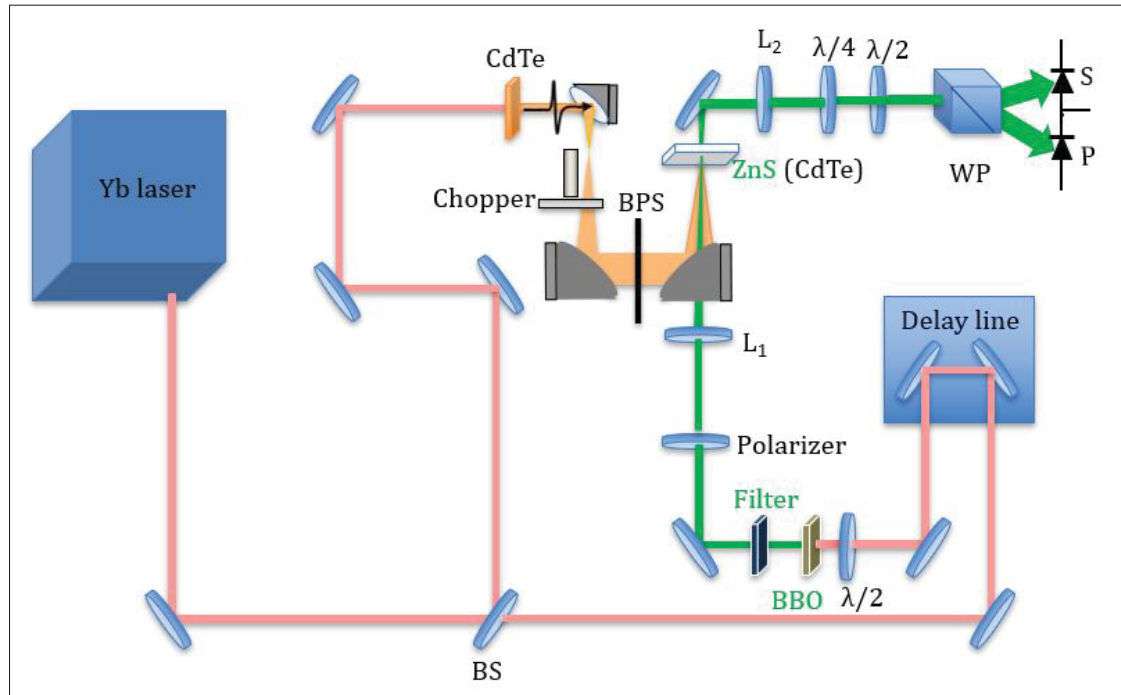


Figure 2.1 (Color online) Schematic of the experimental setup. In green : system with the use of second harmonic of the Yb laser; BS : beam splitter; BPS : black polyethylene sheet, L_1 and L_2 are focal lenses; $\lambda/2$: half-wave plate; $\lambda/4$: quarter wave plate; WP : Wollaston prism. Detection with CdTe is done at the $1.024 \mu\text{m}$ probe wavelength.

2.4 Results and discussion

2.4.1 THz-TDS of CdTe and ZnS

The absorption, refractive index and coherence length of ZnS and CdTe crystals had been retrieved using THz-TDS made by two commercial photoconductive antennas from Ekspla, pumped by a mode-locked Ti :Sapphire laser with a 800 nm center wavelength, 80 MHz

repetition rate and a 40 fs pulse duration. THz pulses were generated and detected in the time domain. Hence, the spectral amplitude and the phase could be obtained by Fourier transform of THz time-domain pulses, allowing the calculation of optical parameters such as the absorption coefficient and the refractive index (Jepsen *et al.* (2011)). figure 2.2 shows the absorption, the refractive index and the coherence length calculated from Eq. 2.1, for the two crystals as a function of the THz frequency. Considering the dynamic range of our THz-TDS system, we only considered the data from 0.2 THz up to 3 THz. The results obtained were in good agreement with the values found in the literature (Bottger & Geddes (1967), Ganti, Sundaram & McCloy (2014)). In the case of the CdTe crystal, the refractive index increased as a function of the frequency, with a sharp resonance appearing at 2.1 THz coming from the transverse optic phonon, inducing a strong absorption at this frequency. For the ZnS crystal, the refractive index is almost constant ($n_{THz} = 2.87$ at 1 THz), and is close to the group refractive index of the optical pulse ($n_g = 2.79$ at 512 nm). The difference between the optical group index and the THz index is smaller at low frequencies, resulting in the enhancement of the coherent length for low frequency shown in Fig. 2.2 (c). This enhancement of the coherence length at low frequencies demonstrates a better phase matching inside the ZnS detector compared to CdTe crystal.

2.4.2 Time domain and frequency domain of THz pulse

figure 2.3 (a) shows the temporal THz waveforms, and in inset, their corresponding spectra, detected by ZnS and CdTe crystals. For a better comparison of their signal-to-noise ratio, the amplitude of the THz pulse detected using the ZnS crystal was multiplied by a factor of 3. It is interesting to note that even with a signal 3 times smaller than that obtained with CdTe, the use of a probe beam at 512 nm results in a lower noise level than that recorded with a probe at 1024 nm. In fact, the use of bandpass filters at 512 nm for detection with a ZnS eliminates the noise from the mechanical chopper that modulates the pump beam at 1024 nm. In frequency domain, the peak frequencies are located slightly below 1 THz and at a cut-off frequency of 2 THz in both cases. Considering the limitations imposed by the phase matching conditions shown in Fig. 2.2 (a), we can conclude that this cut-off frequency is determined by the coherent

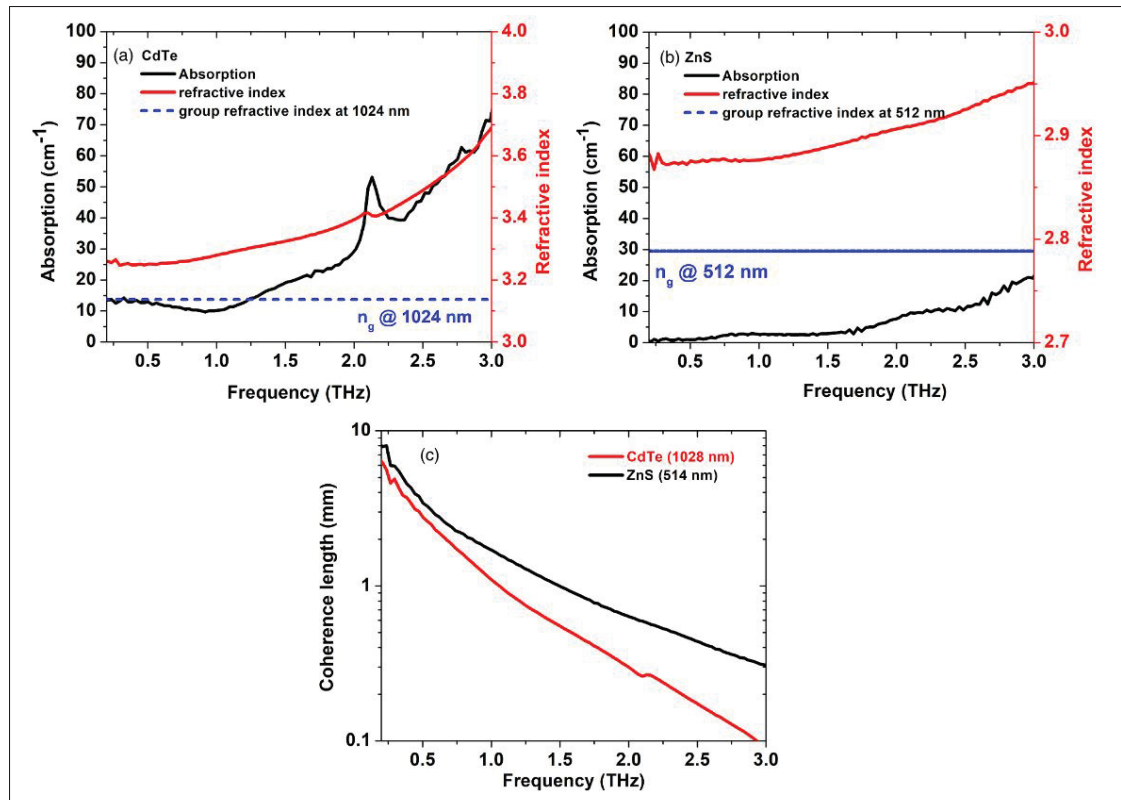


Figure 2.2 (Color online) Absorption and refractive index at THz frequencies of (a) CdTe and (b) ZnS. (c) The coherence length of CdTe and ZnS as a function of THz frequencies.

length, the attenuation due to the transverse optical phonon of the CdTe emitter above 2 THz (Bottger & Geddes (1967)) and by the duration of the laser pulses, which are around 270 fs. Further, due to the phase matching conditions, the THz pulse detected with the ZnS crystal shows a duration of the positive peak that is shorter than that detected by the CdTe crystal. Consequently, in the Fourier domain, the amplitude of frequencies above 1 THz are larger when the THz pulse is detected with the ZnS crystal than they are with the CdTe crystal.

figure 2.3 (b) shows the temporal THz waveforms, and in inset, their corresponding spectra, detected using both 1 and 0.5 mm thick ZnS crystals. We observe that when a thinner crystal is used, the temporal wave form of the detected THz pulse is slightly compressed and results in a broader spectrum in the frequency domain (i.e. in the case of 0.5 mm thick ZnS crystal). The reduction of the crystal length by two times results from the reduction of the amplitude of the

detected THz signal by only 30%. This demonstrated also a better phase matching inside the thinner ZnS crystal.

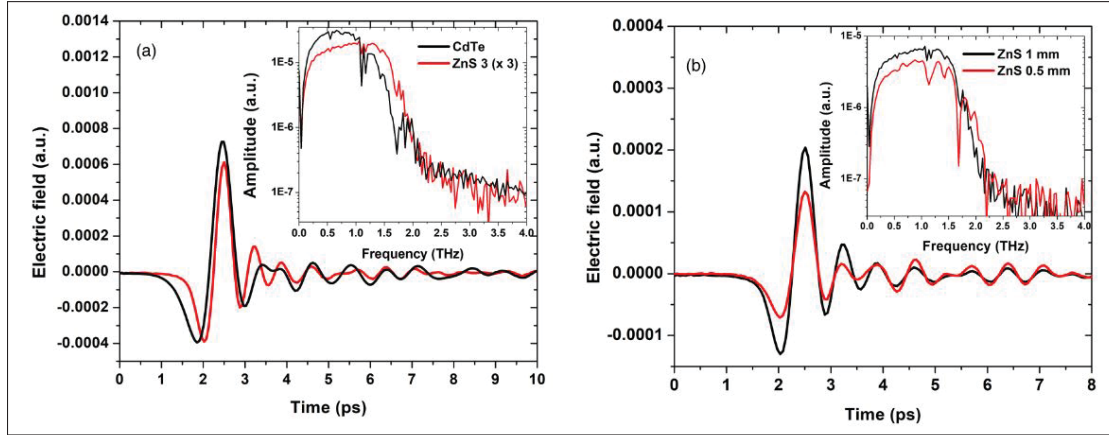


Figure 2.3 (Color online) Temporal and Fourier transform of THz waveform in inset : (a) for 1 mm of CdTe and ZnS, (b) for 0.5 mm and 1 mm of ZnS.

2.4.3 Azimutal dependence of the THz peak electric field

Crystals with ZB crystallographic structure, such as CdTe and ZnS, exhibit a well-known electric field detection behavior as a function of rotational angle. To demonstrate this dependence, we measured the amplitude of the electric THz field with respect to the crystal's rotation over 360 degrees, with 10-degree steps shown in Fig. 2.4. The dots are the experimental measurements and the lines are obtained from the fitted parameters following the theoretical expression (Planken *et al.* (2001)) :

$$\Delta I \propto I_p E_{THz} (\cos(\alpha) \sin(2\varphi) + 2\cos(2\varphi) \sin(\alpha)) \quad (2.2)$$

where ΔI is the effective electro-optic signal, I_p is the intensity of the probe, E_{THz} is the detected THz electric field, α is the angle between the THz electric field and the (001) direction of the sensor, and φ is the angle between the polarization of the probe and the (001) direction of the

sensor. It can clearly be seen that there is a good agreement between the experiment and theory, with the maxima and minima appearing at the same angle. A difference is observed between the experimental data and the fitting parameters for the secondary maxima of the detected amplitude of the THz electric field when using the ZnS crystal. During our experiments, we noticed many observable drawbacks in our ZnS crystal which could explain the difference on the amplitude between the theoretical fitting parameter and the experimental data : (i) the nonparallel faces of the ZnS crystal which leads to a loss of a probed light. (ii) The presence of bubbles inside the ZnS crystal which might depolarize the probe pulse when passing through it. This hypothesis is observed with some variations of the signal on the two photodiodes according to the probe position on the crystal. (iii) The ZnS crystal exhibits birefringence, probably due to the stress induced inside the mounting bracket (Vedam & Davis (1969)). During propagation in a birefringent crystal, the change in the polarization of the probe beam relative to the THz polarization can influence the sensitivity. This change in sensitivity varies with the angle between the probe polarization and the THz polarization, in the same way as a change in the condition of the probe (Amirkhan *et al.* (2019)). Naturally, a smaller change in birefringence, as in the case of a thinner crystal, induces a smaller field evaluation error. In order to estimate the magnitude of the detected THz electric field for each crystal used in these experiments, we used Eq. 2.2 above. Considering the Fresnel loss at the surface of the detectors, we found 5.8 kV/cm when the THz pulse was detected with the 1 mm (110) CdTe, 3.3 kVcm^{-1} and 4.7 kVcm^{-1} , when detected by the 1 mm and 0.5 mm ZnS crystal, respectively. We observed that the evaluation of the THz electric field is better when using the thinner ZnS crystal.

2.5 Conclusion

EOS of a (110) ZnS crystal probed with a laser beam at a 512 nm wavelength has been demonstrated and its efficiency compared to a (110)-oriented CdTe crystal probed by a 1024 nm laser beam. The detectable THz spectral range using a 1 mm thickness ZnS is below 2.5 THz, and is mainly limited by the coherence length and the duration of the laser pulse. Nevertheless, the EO coefficient of ZnS is 2.5 times smaller than that of CdTe, and the detected bandwidth

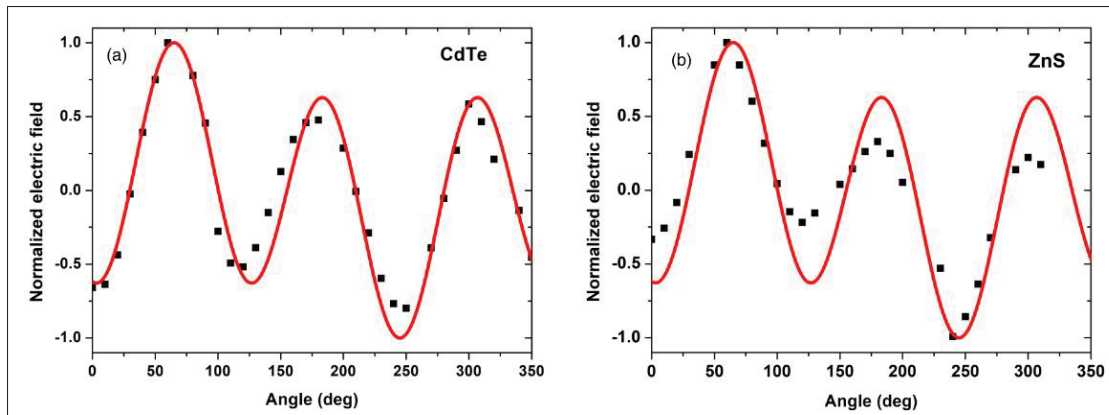


Figure 2.4 (Color online) Measured dependence on the crystal's azimuthal angle of (a) CdTe and (b) ZnS.

is slightly wider. Also, we have shown that the 1 mm thick ZnS crystal is probably not the best-adapted unit for broadband coherent THz detection since a 0.5 mm thick ZnS crystal offers a broader detection despite its smaller amplitude. A measurement of the azimuthal dependence of the detected THz field shows relatively good agreement with theory which indicates that the crystal structure is well ZB. Despite the presence of bubbles and stress leading to birefringence, the ZnS crystal can be broadly used for THz detection by EOS at 512 nm and for two-dimensional THz imaging, where the quantum efficiency of the CMOS camera is nearly maximum.

Acknowledgments

F. B. gratefully acknowledges financial support from NSERC (grant 2016-05020) and the FRQNT.

CHAPITRE 3

BROADENING, NONLINEAR FILTERING, AND COMPRESSION OF MICROJoule ENERGY LASER PULSES AT 1 μm WAVELENGTH

Joel Edouard Nkeck¹, Léo Guiramand¹, Xavier Ropagnol^{1,2}, and François Blanchard^{1,*}

¹ Département de génie électrique, École de technologie supérieure (ÉTS), Montréal, Canada,

² INRS—EMT Institut national de recherche scientifique, Varennes, Québec, Canada

* Corresponding author : francois.blanchard@etsmtl.ca

Article publié dans la revue « Journal of the Optical Society of America B » en août 2021.

3.1 Abstract

In this work, we experimentally demonstrate the generation of 30 nm of spectral broadening in a bulk cadmium sulfide (CdS) semiconductor generated by a 280 fs long pulse at 1.024 μm wavelength and with a microjoule energy level. Using second-harmonic generation in barium borate, the complex ring pattern induced by self-focusing due to the strong nonlinear interaction of the laser pulse in the pair of CdS crystals is filtered out using second harmonic nonlinear crystal to recover a Gaussian shape spatial profile. We also present the temporal compression of the resulting 512 nm laser pulse up to 45 fs by using a pair of standard transmissive gratings, leading to a pulse compression factor of 6.13. This technique is compact, inexpensive, and robust and produces ultrafast optical pulses from an input laser pulse whose duration and energy range are generally incompatible with a straightforward compression method in nonlinear optical fibers.

3.2 Introduction

Recent years have seen the emergence and development of ytterbium (Yb) lasers, which have become very popular in the field of ultrafast physics due to their relatively low cost, thermal stability, low maintenance, high average power, and tunable repetition rate (Hendrich (2020), Yan *et al.* (2017), Rovere *et al.* (2018)). However, their pulse duration is usually over 100 fs, and as a result, an external means of shortening it is often required for applications such as

electron dynamics (Kealhofer *et al.* (2016)), ultrafast and time-resolved spectroscopy (Sharma *et al.* (2010), Maiuri *et al.* (2020)), and optical terahertz (THz) signal sampling (Rovere *et al.* (2018), Wu & Zhang (1995), Nagai *et al.* (2014), Blanchard & Tanaka (2016), Meyer *et al.* (2019), Buchmann *et al.* (2020)). The external process that leads to pulse compression typically uses self-phase modulation (SPM), followed by group delay dispersion compensation using a pair of prisms or gratings (Martinez (1986)). SPM has attracted significant interest among scientists for several decades now because of the challenges involved in the interaction of strong and ultrashort electromagnetic pulses with matter (Shimizu (1967), Alfano & Shapiro (1970), Kalosha & Herrmann (2000)), which, among other things, gives rise to the amplification of femtosecond (fs) laser pulses (Backus, Durfee, Murnane & Kapteyn (1998)). SPM refers to a third-order nonlinear phenomenon in which a sufficient peak power of light propagating in a medium changes the macroscopic properties of the medium. During such interactions, the refractive index is a function of the peak power of the pulse, resulting in a frequency shift called spectral broadening (SB). Depending on the peak power of the pulses involved, SB can be achieved in waveguide or in free propagation schemes. Using waveguides, SB has been demonstrated in hollow-core photonic crystal fibers (HC-PCF) (Benabid, Knight, Antonopoulos & Russell (2002)) and in gas-filled capillary and hollow-core fibers (HCF) (Emaury *et al.* (2014), Kötting, Schade, Koehler, Russell & Tani (2020)). Nevertheless, using gas-filled HC-PCFs has some drawbacks, such as the need for the use of a vacuum system to control the gas species and pressure, the fiber dimension, and its alignment sensitivity. Spectral broadening can also be achieved by using free-space propagation in nonlinear homogeneous media (Lu *et al.* (2014)). The selected nonlinear material must exhibit a large nonlinear refractive index (n_2), and in the typical experimental scheme, intense light is focused on a bulk plate, causing the critical self-focusing length to exceed the physical length of the nonlinear medium (Rolland & Corkum (1988)). This scheme is generally simple to align and offers the possibility of scaling the energy to broaden the spectrum. However, the main drawback of this technique is that by increasing the energy level in the nonlinear medium, the self-focusing process, which occurs at a peak power of a few megawatts, rapidly distorts the spatial beam profile (Akhmanov, Sukhorukov & Khokhlov (1968)). To mitigate this problem, several passes through relatively

thin crystals are usually required, and sometimes with intermediate pulse recompression steps between the passes (Ishii *et al.* (2019)). Additionally, beam spatial cleaning methods are often mandatory to recover a suitable beam quality. The simplest such method involves the use of a spatial filter (e.g., an iris) located in the central part of the beam, where the SPM is spatially homogeneous (Rovere *et al.* (2018)) or spatial self-cleaning of a laser beam of nanosecond pulse duration by a second-harmonic generation (SHG) process in a nonlinear potassium titanyl phosphate crystal (Krupa *et al.* (2020)).

In this paper, we demonstrate spectral broadening in a single pair of cadmium sulfide (CdS) semiconductor crystals, followed by nonlinear spatial filtering in beta barium borate (BBO). The CdS crystal has a large nonlinear refractive index of $5.61 \times 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{W}$ at 1060 nm (Adair *et al.* (1989)) and a bandgap of 2.3 eV (Lippens & Lannoo (1989)), which for 1024 nm laser pulses is at the border of the two-photon absorption (TPA) threshold. Our SHG method in a BBO crystal recovers a Gaussian intensity distribution after the strong SPM-induced spectral broadening in CdS from a laser pulse energy of $0.8 \mu\text{J}$ and a pulse duration of 280 fs. Following the SHG step, the broadened and spatially clean laser pulse at 512 nm is sent to a pair of transmissive gratings for optical compression. A pulse duration of 45 fs is measured by these combined processes of SB, nonlinear spatial filtering, and optical compression. Unlike previous work, which uses bulk materials as the nonlinear medium, only one pass through a pair of CdS is required in the present work. Furthermore, this technique easily allows the selection of the spatial mode from the SPM in the CdS by simply moving the BBO around a focal point and selecting the desired spatial mode, such as a nonlinear pinhole. Finally, this technique effectively eliminates the temporal pedestals of the frequency-doubled pulse, which arise from temporal phase modulation. We anticipate that this simple combination of CdS and BBO crystals is well suited for spectral broadening and shortening of Yb laser pulses of microjoule (μJ) and less energy range.

3.3 Experimental setup

figure 3.1 shows a sketch of the experimental setup which consists of three distinct parts : (i) a spectral broadening stage via SPM induced in a pair of CdS crystals, (ii) an SHG-based spatial

filtering stage in a nonlinear crystal, and (iii) an optical pulse compressor. For this experiment, we use a Light Conversion amplified Yb laser, model Pharos, which delivers laser pulses at 1024 nm, with a pulse duration of about 280 fs. The maximum average power is 10 W, and the corresponding laser pulse energy is between 50 μJ and 400 μJ for repetition rates ranging from 200 kHz to 25 kHz, respectively. Here we set the experimental laser conditions at 50 μJ energy and 100 kHz repetition rate, for an average output power of 5 W. In this demonstration, since our goal is to produce a short probe beam using less than 1 μJ of laser pulse energy, only a fraction of this laser energy is used. Specifically, we illuminate the pair of CdS crystals with laser pulses of 0.8 μJ , for a corresponding power of 80 mW. The laser beam is focused on the CdS crystals using a 300 mm focal length biconvex lens (L_1). Note that the two CdS crystals are placed at a Brewster angle at opposite directions to limit aberration and chromatic dispersion (Lu *et al.* (2014), Ishii *et al.* (2019)). Therefore, the polarization of the incoming pulse is set horizontally using a half-wave plate to maximize the transmission at the Brewster angle. In addition, to avoid crystal damage and optimize spectral broadening, the CdS crystals are placed on a manual linear translation located slightly after the optical beam focus position. The beam diameter at full width half-maximum (FWHM) and maximum peak intensity on the first crystal are estimated to be 60 μm and $2.5 \times 10^{10} W/cm^2$, respectively, which is below the damage threshold of CdS (Soileau (2008)). The transmitted beam is then collimated by another biconvex lens with a focal length (L_2) of 100 mm and sent to the second part of the setup for spatial filtering. The spatial filtering part is composed of a 100 μm thick type I BBO crystal and two 50 mm (L_3) and 75 mm (L_4) focal length biconvex lenses, to focus and collimate the laser beam before and after the BBO crystal, respectively. In addition, the polarization is rotated by 90° with a half-wave plate to ensure vertical polarization at the BBO entrance. This generates a horizontally polarized SHG beam, which is suitable for the characteristics of the following pulse compression section. The BBO crystal is mounted on a linear stage to adjust its position according to the focal point. The resulting effect will be explained in more detail in the next section. The optical pulse compressor consists of a pair of transmissive diffractive gratings (Thorlabs model GT25-03), with 300 grooves per mm at a blaze angle of 17.5° for a 75% efficiency at 515 nm. Two mirrors are used to reflect the laser beam collinear with the incoming laser beam through the gratings (g_1

and g_2). The second grating (g_2) is mounted on a linear translation stage to adjust the distance between the two gratings and thus modify the group delay dispersion (GDD) of the pulse. Since these gratings operate only in the visible range, they also filter out the unwanted fundamental laser beam at 1024 nm. In order to fully measure the characteristics of the pulse at the different stages of the setup, we use a SHG-based frequency-resolved optical gating (SHG-FROG) from Mesaphotonics. Images of the beam profile were obtained using a CCD camera (Thorlabs model DCC3260M), and the laser power was measured with a standard powermeter.

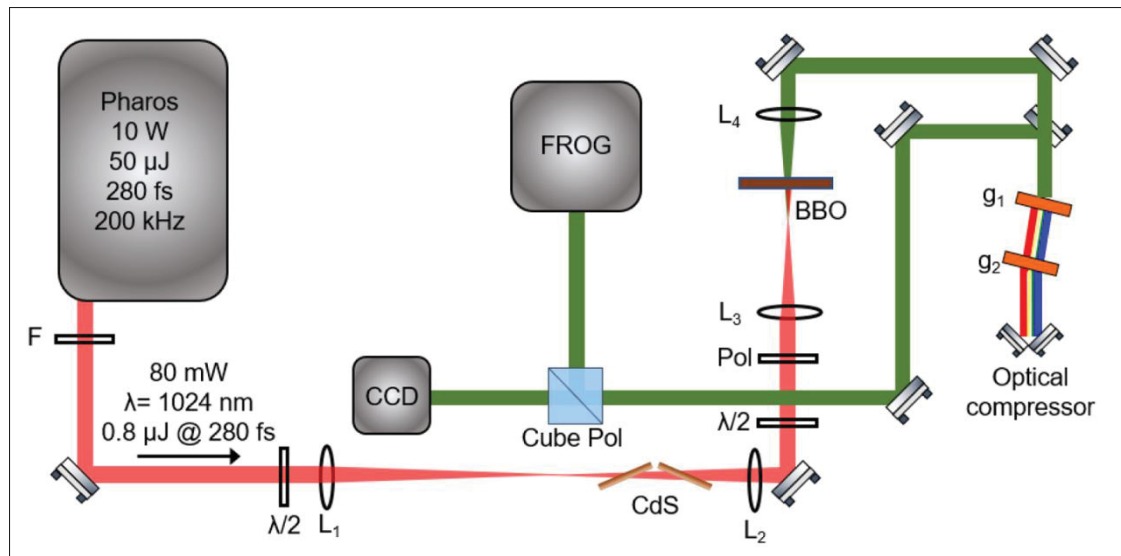


Figure 3.1 Schematic of the experimental setup. In green : system with the use of the second harmonic of the Yb laser ; F, filter ; L_1 , L_2 , L_3 , and L_4 , focal lenses ; $\lambda/2$, half-wave plate at 1024 nm ; Pol, polarizer ; g_1 and g_2 , transmissive gratings.

3.4 Results and discussion

3.4.1 Self broadening in CdS crystal pair

figures 3.2 (a) and (b) show the measured and retrieved SHG-FROG traces after transmission of the laser pulse through the CdS crystals with a 128×128 grid. As can be observed, the experimental and retrieved FROG traces are highly correlated with each other, indicating that the measurement is reliable. The FROG traces exhibit a diamond shape with areas of high intensity

at the edges rather than in the center, which is the characteristic signature of SPM in a laser pulse (DeLong, Trebino & Kane (1994)). In addition, a spatial chirp is easily identified by the presence of significant asymmetry in the FROG trace (Akturk, Kimmel, O'Shea & Trebino (2003)). The retrieved temporal and spectral parameters of the laser pulses before and after transmission through the CdS crystals are shown in Figs. 3.2 (c) and (d). The time trace profile after transmission through the CdS crystals contains a double peak, a signature of the SPM, and extends to 600 fs of pulse width in duration. In the spectral plot, the broadening is also clear, with the spectral bandwidth at FWHM increasing from 8 to 30 nm, while the central wavelength remains constant at 1024 nm. This SB is a direct consequence of the SPM in CdS crystals. Considering that there is no third-order dispersion (TOD) introduced by the optics at this stage of the experimental setup, we estimated that the pair of CdS crystals introduces a group delay dispersion (GDD) of magnitude $+9,820 fs^2$. We also measured an output energy of 620 nJ after the pair of CdS crystals, which corresponds to a transmission of 78%. It should be noted that nonlinear effects other than SPM, such as self-focusing and TPA, occur during the propagation of the laser pulse inside the CdS crystal. Despite notwithstanding the fact that TPA can limit the SPM process, and consequently the SB (Yin & Agrawal (2007)), the photon energy of the 1024 nm laser pulse used here is close to half the energy gap of the CdS crystal. Under this specific condition, it has been shown that the strength of TPA is relatively low, while the value of the nonlinear refractive index is nearly maximal, which favors the efficiency of SPM (Krauss & Wise (1994)).

3.4.2 Spatial non linear filtering

figure 3.3 shows the spatial intensity profile of the laser beam taken (a) before the CdS crystals, (b) after the CdS crystals, and (c) after the BBO crystal. Before the CdS crystals, the intensity profile of the beam is Gaussian, with M^2 values of around 1.04 and 1.06 in the x and y directions, respectively (given by the manufacturer). As shown in Fig. 3.3 (b), the spatial profile of the optical pulses is completely changed after transmission through the two CdS crystals. Ring patterns, such as diffraction patterns, are clearly visible after a single pass in the CdS crystal

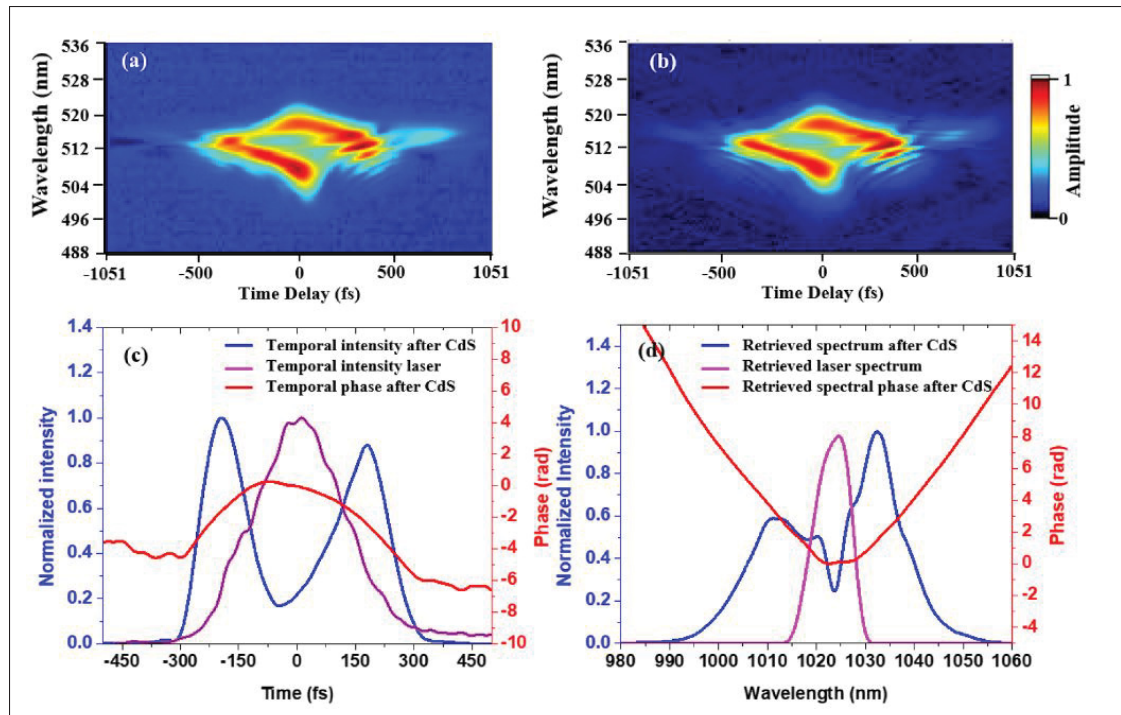


Figure 3.2 SHG-FROG traces (a) measured and (b) retrieved after CdS crystals (FROG error = 0.022 with a 128×128 grid). (c) Temporal intensity of the pulse before (purple) and after (blue) transmission in the CdS crystal pair with the temporal phase after the CdS (red). (d) Retrieved spectrum of the laser pulse before (purple) and after (blue) transmission in the CdS crystal pair with the spectral phase after the CdS (red).

pair. These rings are an obvious signature of an additional third-order non-linear phenomenon, self-focusing, which is frequently present with a strong SPM effect (Marburger (1975)). This nonlinear phenomenon is well known to rapidly deteriorate the quality of the spatial profile of intense optical pulses (Shen & Yang (2006)), inducing a distortion of the wavefront, which in turn causes its self-focusing in the material, leading to the appearance of circular rings in the beam profile (Luther, Newell, Moloney & Wright (1994)). Thankfully, this phenomenon also confirms the existence of significant SB (Gustafson, Taran, Haus, Lifshitz & Kelley (1969)). The different waves generated during the SPM process have a different divergence than the fundamental wave. Therefore, as shown in Fig. 3.3 (d), the generated waves (i.e., from SPM) and the fundamental wave are focused at different positions. In order to fine-tune the spatial profile

of the laser beam, a BBO crystal is inserted after the third lens (i.e., L_3 as shown in Fig. 3.1) and mounted on a linear translation. By moving the BBO crystal along the optical beam propagation near the focal point of L_3 , the spatial quality of the laser is strongly altered. Strikingly, as shown in Fig. 3.3 (c), proper tuning of the SHG process restores a beam profile to a level comparable to that measured before the CdS crystals, and no diffraction pattern remains, only a Gaussian beam shape. In short, by moving the BBO crystal, we are changing the spatial profile of the broadened pulse. This process is particularly effective because the generation of the second harmonic is a second-order nonlinear effect that is proportional to the square of the incident intensity, and thus the BBO acts as a nonlinear spatial filter. Note that in our case we do not seek to optimize the efficiency of the SHG process but only to promote the self-cleaning of the laser beam by frequency doubling. Only a slight asymmetry may be observable in the intensity profile. Also, the size of the collimated beam after the BBO crystal is smaller than that before the CdS crystals. This difference is only due to the collection optics (lenses) placed before and after the BBO crystal.

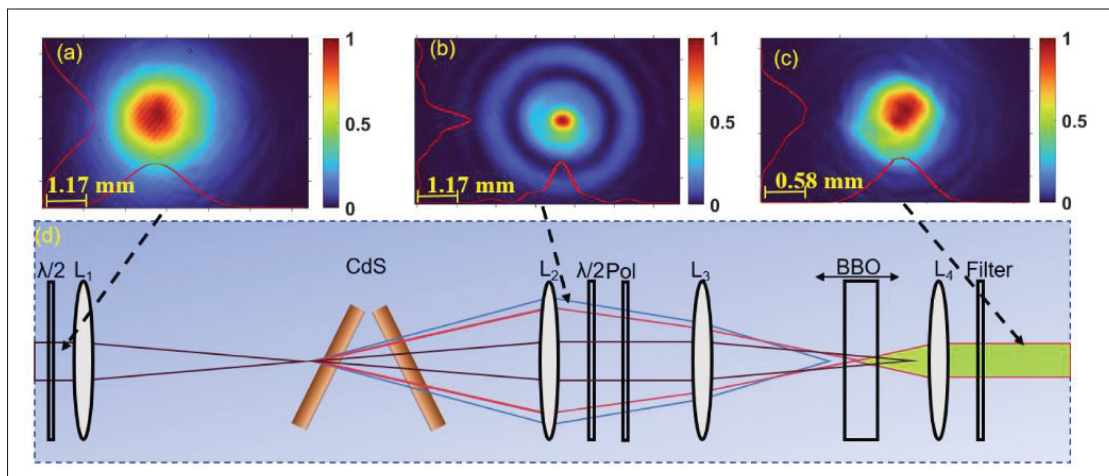


Figure 3.3 Images of the laser beam profiles (a) before the CdS crystals, (b) after the CdS crystals, and (c) after the spatial and spectral filtering through the BBO crystal. (d) Schematic showing the principle of filtering using a BBO crystal after the generation of the SPM inside the CdS crystals.

In Fig. 3.4, we show the time and spectral traces of the 512 nm laser pulses obtained with the SHG-FROG just after the BBO crystal. The measured and retrieved SHG-FROG traces in Fig.

3.4 (a) and (b), respectively, are almost identical to each other, with a FROG error of 0.008. figure 3.4 (c) shows the temporal intensity (blue), the temporal phase (red), and the theoretical transform limited (TL) temporal profile (black) obtained with the FROG system. Looking at the temporal plot in Fig. 3.4 (c), and especially with the two-dimensional temporal map versus wavelength in Fig. 3.4 (a), it is clear that the pulse width exceeds 400 fs in duration after the BBO crystal. Yet the pulse duration after the SHG is shorter than the laser pulse duration after the CdS crystal, which is expected for a shorter-wavelength light pulse. In Fig. 3.4 (d), the measurement of the spectrum of the laser beam after the BBO crystal (blue curve) is compared to that of the original laser pulse (purple curve), whose frequency has been doubled in the same BBO crystal. In this figure, the gain in spectral broadening is evident, coming in at about 7 nm more at the FWHM than at the SHG of the initial laser pulse. The SHG process for this specific case leads to a 10.5% conversion efficiency, which corresponds to an energy of 64 nJ at the second harmonic. Finally, we also observed a slight shift in the peak intensity of the spectrum to shorter wavelengths due to the role of the BBO crystal as a spectral filter.

3.4.3 Linear pulse compression

Optical compression is done in a standard fashion using two pairs of transmissive gratings (Nagai *et al.* (2014)). For efficient compression, the laser pulse requires two conditions : (i) a relatively broad spectrum and (ii) dispersion compensation by two symmetric passes through the two grating pairs. Note that to use only one pair of transitive gratings, the beam is folded back on itself to return on the same path as in the outward direction. By varying the distance between the two gratings, we are able to compensate for the GDD and to thus find the ideal compensation point for the time compression of the laser pulse. figure 3.5 shows the characterization of the pulse after the optimization of the optical compressor. Again, the FROG traces show a very good agreement between the (a) experimental measurements and (b) the recovered one. The highly concentrated image in the center of the FROG mapping confirms that most of the laser pulse is compressed.

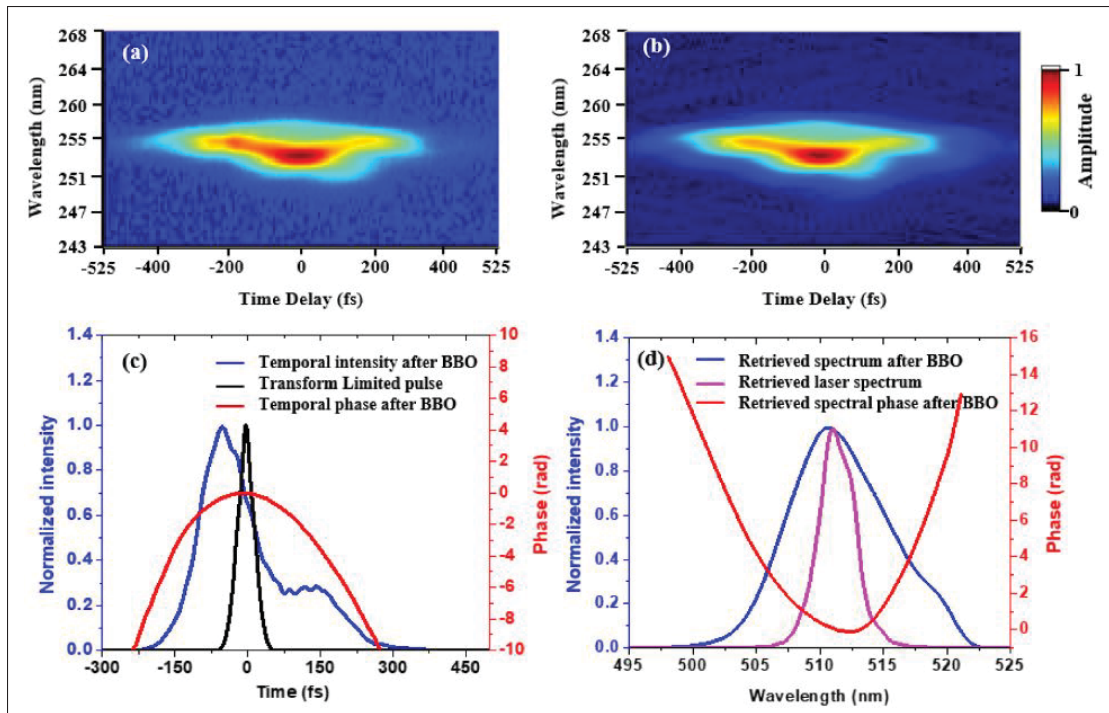


Figure 3.4 Temporal and spectral characterization of the laser pulses after spatial and spectral filtering in a BBO crystal. (a) Measured SHG-FROG trace. (b) Retrieved SHG-FROG trace (FROG error = 0.008 with 128×128 grid). (c) Temporal intensity (blue), transform limited (black), and phase (red) of the pulse after filtering. (d) Retrieved spectrum after BBO crystal (blue) and retrieved spectrum of the original laser pulse after SHG in the same BBO crystal (purple) and the spectral phase (red).

figure 3.5 (c) shows the recovered time profile of the compressed pulse for no duration at an FWHM of 45 fs. This result is just a little longer than the anticipated transformed limited pulse duration of 40 fs. Given the original pulse duration of 280 fs at the output of the amplified Yb laser, this corresponds to a compression factor of about 6.2. figure 3.5(d) shows the recovered spectrum of the compressed pulse (black), the spectral phase (red), and the measured spectrum of the broadened pulse just after SHG in the BBO crystal (blue). The spectrum of the compressed laser pulse shows a central peak at 511 nm and a bandwidth of 8 nm at FWHM. In addition, the spectral phase shows a TOD dispersion with some modulations in the spectrum, attributable to a small misalignment of the FROG instrument. In addition, the time-product bandwidth (TBP) of

the laser beam after compression is 0.36, which is lower than the minimum TBP of a Gaussian pulse. We can assume that our expanded, cleaned, and compressed laser beam is not perfectly Gaussian, with a difference of 18.18%. Ultimately, the energy of this compressed laser pulse is 23 nJ. The low efficiency of our whole technique is explained by the fact that we prioritize the spatial quality of the laser beam over the efficiency of the second-harmonic process.

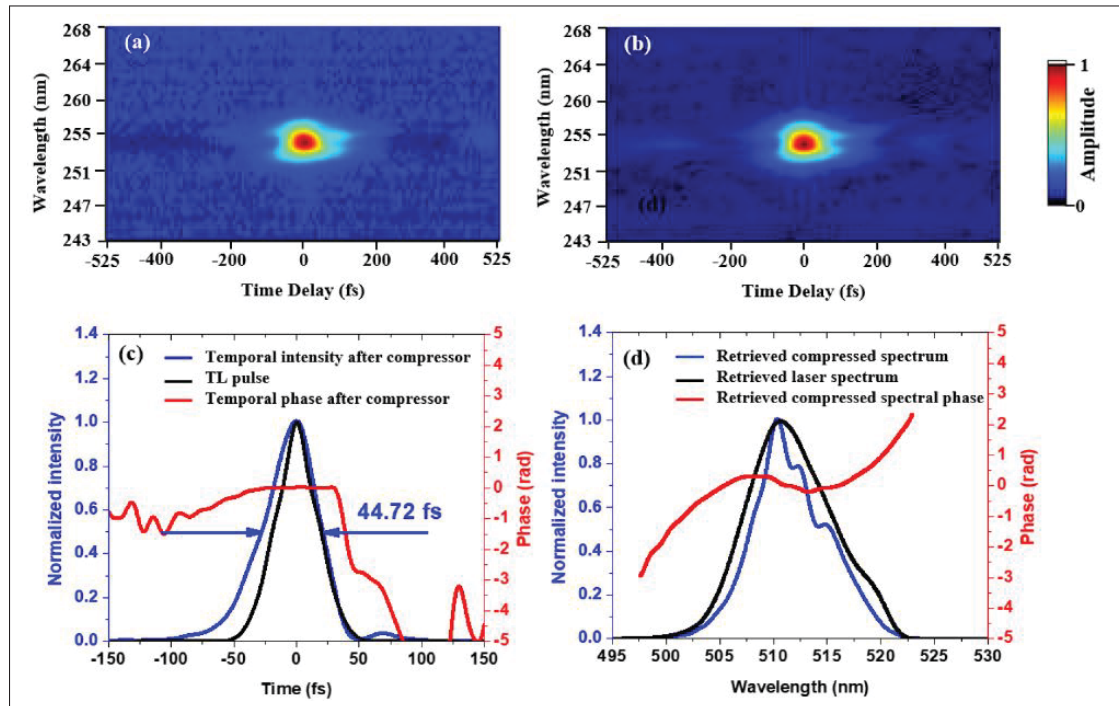


Figure 3.5 Temporal and spectral characterization of the laser pulses after spatial and spectral filtering in a BBO crystal. (a) Measured SHG-FROG trace. (b) Retrieved SHG-FROG trace (FROG error = 0.008 with 128×128 grid). (c) Temporal intensity (blue), transform limited (black), and phase (red) of the pulse after filtering. (d) Retrieved spectrum after BBO crystal (blue) and retrieved spectrum of the original laser pulse after SHG in the same BBO crystal (purple) and the spectral phase (red).

3.5 Conclusion

In conclusion, a spectral stretch of 30 nm from a $1 \mu\text{J}$ laser pulse at 1024 nm was obtained in a single pair of CdS crystals. The ring pattern of the self-focusing generated broadened pulses in

the CdS crystal pair was completely spatially cleaned by the SHG process in the BBO crystal. Finally, the second-harmonic broadened pulses were compressed to 45 fs, with a compression factor of more than 6. This technique is a simple, low-cost, and robust way to obtain an ultrashort probe from an optical laser beam with energy in the μJ range. Moreover, this ultrashort probe laser pulse at 512 nm is perfect for imaging application with a standard CCD camera whose sensitivity is maximum at this specific wavelength.

Acknowledgment

F.B. gratefully acknowledges financial support from NSERC, FRQNT, and the Canada Research Chair in THz technology.

Disclosures

The author declares no conflicts of interest.

Data Availability

Data underlying the results presented in this paper are not publicly available at this time but may be obtained from the authors upon reasonable request.

CHAPITRE 4

PARALLEL GENERATION AND CODING OF A TERAHERTZ PULSE TRAIN

Joel Edouard Nkeck¹, Louis-Philip Béliveau¹, Xavier Ropagnol^{1,2}, Dominic Deslandes¹,
Denis Morris³, and François Blanchard^{1,a)}

¹ Département de Génie Électrique, École de Technologie Supérieure (ÉTS), Montréal, Québec
H3C 1K3, Canada

² INRS – EMT Institut National de Recherche Scientifique, Varennes, Québec J3X 1P7, Canada

³ Département de Physique, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec J1K 2X9, Canada

^{a)} Author to whom correspondence should be addressed : francois.blanchard@etsmtl.ca

Article publié dans la revue « APL Photonics » en décembre 2022.

4.1 Abstract

The generation and coding of multi-cycle terahertz (THz) pulses offer interesting possibilities, such as frequency comb spectroscopy or ultrafast packet communication. In contrast to the radio frequency domain, which has largely exploited packet communication, this research area is almost unexplored at THz frequencies. Indeed, because of the lack of fast modulation and detection methods at THz frequencies, current developments often rely on hybrid techniques mixing photonics and ultrafast electronics. Here, we present a method for the generation and modulation of a coded THz pulse train. Our scheme is based on the combination of a spintronic THz emitter (STE) with an echelon mirror and a digital micromirror device. This highly scalable configuration is capable of modulating a hundred or more THz pulses in parallel with sub-picosecond accuracy. Strikingly, the temporal resolution of our modulation scheme depends on geometric optics and not on a high-speed electronic device. Furthermore, our scheme confirms the ability of STEs to generate quasi-continuous THz pulses and offers a new photonic solution on dynamic THz pulse train control.

4.2 Introduction

Officially, since 2019, the terahertz (THz) band (>100 GHz) has been considered the next frontier of wireless communications for Beyond-5G (B5G) and 6G networks, more specifically,

for the frequency range between 95 GHz and 3 THz (Rappaport *et al.* (2019)). Although this official status was only granted recently, researchers have been actively exploring this range of electromagnetic frequencies for decades (Tonouchi (2007), Dhillon *et al.* (2017)) and, in the process, have realized considerable progress in generating (Lewis (2014), Hafez *et al.* (2016), Zhang, Li & Zhao (2021), Leo (2022)) and detecting (Lewis (2019), Nkeck *et al.* (2020), Sakai, Kawase & Murate (2020), Ajayan *et al.* (2021)) these waves to satisfy various application areas, including ultrafast spectroscopy (Hafez *et al.* (2016), Baxter & Guglietta (2011), Burdanova *et al.* (2021)), biomedicine (Peng, Shi, Zhu, Gu & Zhuang (2020), Wan, Healy & Sheridan (2020)), and security (Cheng *et al.* (2018), Ottaviani *et al.* (2020)).

With the recent increased attention to THz communications, several approaches based on electronic and photonic solutions are currently the subject of intensive research and development (Nagatsuma *et al.* (2016), Xu *et al.* (2020), Ji *et al.* (2021)).

One of the current key elements of a photonic solution is the THz photomixer (Preu, Döhler, Malzer, Wang & Gossard (2011)), which generates continuous waves with modulation capability in the GHz range through a radio frequency modulator (Nallappan, Guerboukha, Nerguizian & Skorobogatiy (2018)). To bypass high-speed electronics, the shaping of THz pulses generated by a femtosecond (fs) laser has long been considered (Yongqian Liu *et al.* (1996), Weiner (2011a)), especially keeping in mind that fs lasers will become more and more accessible and miniature in the coming years (Mao *et al.* (2021)). This aspect will undoubtedly allow the development of unique solutions based on quantum photonics sensing (Kutas *et al.* (2020)) and could open new possibilities for THz communications.

Optical pulse shaping (Weiner (2011a)) of a pump beam has enabled the generation and modulation of ultrafast THz pulses through various approaches, such as metamaterial-based devices (Liu *et al.* (2014a), Keiser *et al.* (2017), Hashemi *et al.* (2017), Keren-Zur & Ellenbogen (2019)), with the use of photoconductive antennas (Yongqian Liu *et al.* (1996), Ropagnol *et al.* (2022)) or nonlinear crystals (Ahn *et al.* (2003), Sato *et al.* (2013), Tian *et al.* (2021)), liquid crystals (Vidal, Degert, Oberlé & Freysz (2010)), photo-injected charge carriers in

waveguides for phase-controlled pulse trains (Gingras & Cooke (2017)), and via the Vernier effect in a regenerative amplifier (Stummer *et al.* (2020)). Recent work has also demonstrated the encoding of THz pulses by a passive diffractive device where the amplitude and phase of the input wavelengths are independently controlled.³⁸ Unfortunately, most of these approaches (Yongqian Liu *et al.* (1996), Liu *et al.* (2014a), Keiser *et al.* (2017), Hashemi *et al.* (2017), Keren-Zur & Ellenbogen (2019), Ropagnol *et al.* (2022), Ahn *et al.* (2003), Sato *et al.* (2013), Tian *et al.* (2021), Vidal *et al.* (2010), Stummer *et al.* (2020), Veli *et al.* (2021)), are able to generate THz pulses with sub-picosecond accuracy but without dynamic modulation capability, while other approaches are largely limited in the number of output pulses generated and have the additional challenge of free-space coupling (Gingras & Cooke (2017)). To date, a simple dynamic pulse train generator with sub-picosecond time resolution parallel modulation remains an unsolved challenge but undeniably represents an important playground for promising new advances.

Here, we report on the generation and manipulation of a THz pulse train using a combination of an echelon mirror, a digital micromirror device (DMD), and a spintronic broadband THz emitter (STE) (Seifert *et al.* (2016)). The echelon mirror sets the carrier frequency of the envelope of the pulse train, and the DMD behaves as an active space–time light modulator. Our results show the efficient generation of a THz pulse train consisting of up to 128 pulses, dictated by the number of mirror steps irradiated by the pump beam on the step mirror. After the reflection on this step mirror, the successive projection of the optical pumping beam on the DMD surface and its focus on a spintronic type emitter allows the generation and the modulation in parallel of the THz pulse train. The spatiotemporal relationship between the pulses actively selected by the DMD converted into THz pulses in the STE provides sub-picosecond modulation accuracy, which depends mainly on the quality of the step mirror image projected onto the DMD. With the on–off-keying (OOK) pulse modulation scheme, we show two 24- and 64-bit coded digital words using three- and one-pulse protocols, respectively. This novel demonstration may open the door to future packet communication protocols using THz waves without the requirement of an ultrafast electronic device.

4.3 Material and methods

4.3.1 THz time domain setup

figure 4.1 shows a schematic of the experimental setup. The laser used in this experiment was the oscillator femtosecond Chameleon Discovery NX laser from Coherent, Inc. company, delivering sub-100 fs optical pulses with tunable wavelengths ranging from 660 nm to 1320 nm, at a repetition rate of 80 MHz, with an average output power around 3 W at 800 nm. For the requirements of the experiment, we set the laser wavelength to 800 nm. For this pump–probe experiment setup, the laser beam was split into two using a 90 :10 beam splitter with 90% of the optical power sent in the pump beam for the generation of the pulse train and the THz radiation, while 10% was sent into the probe beam for THz detection via photoconductive sampling. The THz detector was a low temperature GaAs photoconductive antenna from Teravil, with a hyperhemispherical high resistivity silicon lens on the back of the antenna. This detector is optimized for a collimated THz beam with a diameter smaller than 12 mm.

As described in Sec. 4.4, the pulse train is comprised of an echelon mirror, an optical polarization switch, and a beam expander (BE). As it is essential that the optical beam is normal to the surface of the echelon, the round trip through a quarter-wave plate converts the horizontally polarized input light into vertically polarized output light (i.e., after reflection on the echelon mirror), which, in turn, converts a reflection into a transmission on the PBS cube, the so-called optical switch. In order to illuminate the whole area of the echelon, the BE increases the optical beam size and then maximizes the number of generated optical pulses in the pulse train. The echelon mirror is a Ni–P stepped mirror from Sodick F.T. Co., with a 150 μm wide and 75 μm high step, generating a time delay between two consecutive beamlets of 1 ps and 500 fs, depending on the illuminated side. Then, the optical pulse train is imaged onto a digital microdevice mirror (DMD) DLP4500.45 WXGA from Ajile, which is an active modulator, to pattern the input wave packet. To be able to carry out the modulation shaping of the pulse train, we ensure to image the echelon mirror onto the DMD by using a $\times 2$ microscope objective lens. The pulse train is then guided and focused onto the STE trilayer ($\text{W}/\text{Fe}_{0.35}\text{Co}_{0.5}\text{B}_{0.15}/\text{Pt}$), which is placed

4.3.2 Spintronic terahertz emitter (STE) : fabrication

The spintronic emitter consists of a stack of three layers ($W/Fe_{0.35}Co_{0.5}B_{0.15}/Pt$) composed of two heterostructures between a non-ferromagnetic metal and a ferromagnetic metal. The thickness of each metallic film is about 2 nm. All the layers were obtained in the same thin film deposition chamber (IntelVac, Nanochrome I) with a base pressure of 3×10^{-7} mbar on 25 mm diameter and 350 μm thickness quartz substrates. The organic contaminants of the substrate were first removed via a standard solvent cleaning procedure (acetone 5 min and isopropyl alcohol 5 min) that was followed by an ex-situ plasma etching using oxygen (100 W, 5 min.) and an in situ Ar-plasma etch (10 sccm, 10 min). The tungsten (W) layer was deposited by sputtering at a rate of about 2.2 $\text{\AA}/s$, at a deposition pressure of 3×10^{-3} mbar. The cobalt–iron–boron alloy ($Fe_{0.35}Co_{0.5}B_{0.15}$) and the platinum (Pt) layers were deposited by e-beam evaporation at a rate of about 0.5 $\text{\AA}/s$. The emitter was mounted on a non-magnetic holder between two magnet poles, which allowed applying fields up to 100 mT in the plane of the sample along the X-axis of the laboratory frame. The principle of THz generation is based on the transfer of a spin current to an ultrafast charge current by the inverse spin Hall effect (ISHE) (Seifert *et al.* (2016)). Hence, the optical pump beam excites spin-polarized electrons in the magnetic layer ($Fe_{0.35}Co_{0.5}B_{0.15}$), giving rise to a spin current, which, in turn, excites a transverse transient electric current in the W and Pt layers. The variation of this transient current generates a THz pulse emitted in the forward and backward directions of the spintronic's plan.

4.4 Results

4.4.1 Experimental configuration and THz pulse train generation

The lower part of Fig. 2(a) illustrates the process of generation of the train of optical pulses by the illumination of an echelon mirror measuring $20 \times 10 mm^2$ in size and having 150 μm wide and 75 μm high pitches. To achieve an illumination with 0 degrees of incidence on the echelon mirror, an optical switch, composed of a polarizer beam splitter cube and a quarter-wave plate, is used (see Sec. 4.3). Before reaching the step mirror, a $\times 2$ to $\times 8$ variable beam expander

(BE) (Edmund Optics model 87-570) is inserted into the pump beam path. This configuration has the double advantage of allowing an adjustment of the number of steps illuminated while maintaining constant the size of the pump beam at the exit of the polarizer cube. To validate the magnification and the position of the echelon, we imaged the steps of the echelon mirror using the $\times 2$ apochromatic microscope objective lens (model 46-142 from Edmund Optics) on a charge coupled device (CCD) camera model DCC3240M from Thorlabs. The top part of Fig. 2(a) shows the 3D top view of the echelon mirror and the image obtained from the echelon mirror. In the zoomed-in view, we can see that three steps correspond approximately to $230 \mu\text{m}$ on the CCD image, the equivalent of a magnification of 1 at the image plane.

In the bottom illustration of Fig. 4.2 (b), the DMD is inserted at the image plane of the $\times 2$ lens. To ensure that the DMD is correctly positioned in the image plane, a second apochromatic $\times 5$ lens (Mitutoyo MY5X-822) is used to relay the image reflected from the DMD to the CCD camera. To validate the exact position of the DMD with respect to the image plane of the $\times 2$ lens, a horizontal pattern of lines and spaces (i.e., in the x direction) is applied to the DMD (see supplementary material 4.6.1 for more details). As can be seen in the upper part of Fig. 4.2 (b), the echelon image, together with the mask formation on the DMD, is well overlapped, i.e., the echelon image plane matches the DMD image position. In the zoomed-in view, we determined through measurement that the image of three steps from the echelon is projected onto an area corresponding to 21 active micromirrors.

To date, echelon mirrors have mainly been used for single-shot time-domain THz spectroscopy (Minami, Hayashi, Takeda & Katayama (2013), Makihara *et al.* (2021)) and for the development of intense THz sources using the tilted-pulse front-pumping (TPFP) scheme (Leo (2022), Ofori-Okai *et al.* (2016)). The idea behind using an echelon mirror is to temporally shape the reflected optical pulse at different delay times without dispersion, i.e., while preserving the ultrashort property for each reflected optical beamlet. For single-shot THz spectroscopy, the idea is to instantaneously probe each part of a THz pulse with a segmented ultrashort probing beamlet (Minami *et al.* (2013), Makihara *et al.* (2021)). In the case of intense THz generation using the TPFP configuration, a tilted pulse must be generated at the image plane in order to

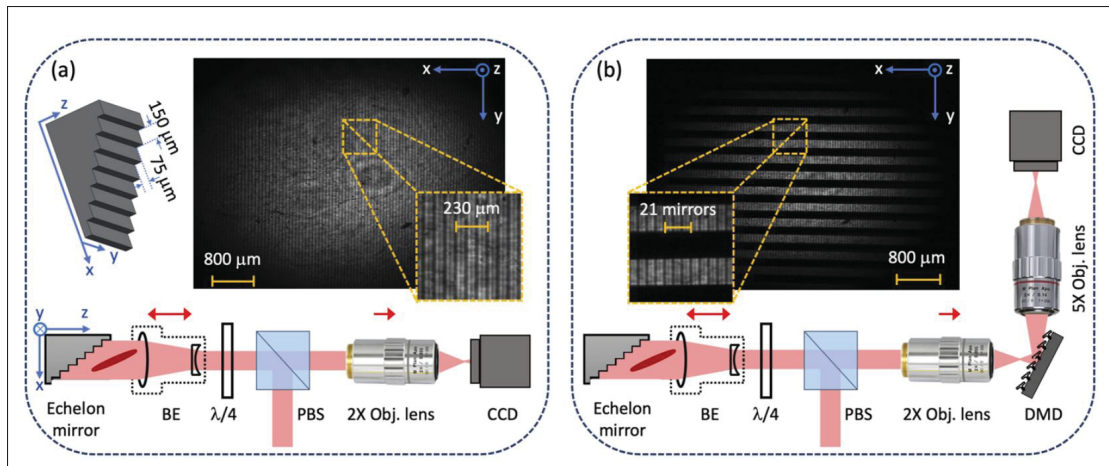


Figure 4.2 Calibration and imaging of the steps of echelon on the digital micromirror device (DMD) using a CCD camera. (a) Obtention of the image of the echelon mirror steps. (b) Image of the echelon mirror steps on the DMD. BE is a beam expander, $\lambda/4$ is a quarter-wave plate, PBS is a polarizer beam splitter cube, CCD is a charged couple device camera, and DMD is a digital micromirror device.

meet the phase matching condition inside a lithium niobate crystal along the Cherenkov angle (Leo (2022), Ofori-Okai *et al.* (2016)). Interestingly, the DMD can also act as an active echelon mirror for ultrafast pulse measurements (Zhao, Dai, Braverman, Zhang & Boyd (2021)) and the TFPF scheme (Murate, Roshtkhari, Ropagnol & Blanchard (2018)). However, in contrast to previous studies (Leo (2022), Minami *et al.* (2013), Makihara *et al.* (2021), Ofori-Okai *et al.* (2016), Zhao *et al.* (2021), Murate *et al.* (2018)) we are interested in converting each ultrafast optical beam into a single THz pulse train at a specific carrier frequency, thus generating a fixed frequency pulse train.

To perform the task of converting a two-dimensional spread beamlet to a consecutive series of optical pulses, a single optical lens is used. Temporally delayed by the height of each step of the echelon mirror, the beamlets, after passing through the lens, undergo a different temporal delay at the focal point. To validate this time combining assumption at the focal point, we performed finite difference time domain (FDTD) simulations using the Lumerical software. figures 4.3 (a)–(e) show time snapshots of a femtosecond laser beam after reflection from a stair-step metal

surface. This reflected beam is transferred to a biconvex lens, and a monitor placed at the focus of this lens reveals the temporal passage of these beamlets. In Figs. 4.3 (a) and (b), we can see that pumping the step mirror on the $75 \mu\text{m}$ high side changes the initial 100 fs optical pump pulses to an optical wave packet with a temporal separation of 500 fs. Being non dispersive, each wave packet, after reflection on the echelon mirror, preserves a duration of 100 fs for the entire simulation propagation. As can be seen in the last time map (e) of this figure, the short femtosecond laser pulses are separated in time and pass through the same location at the focus.

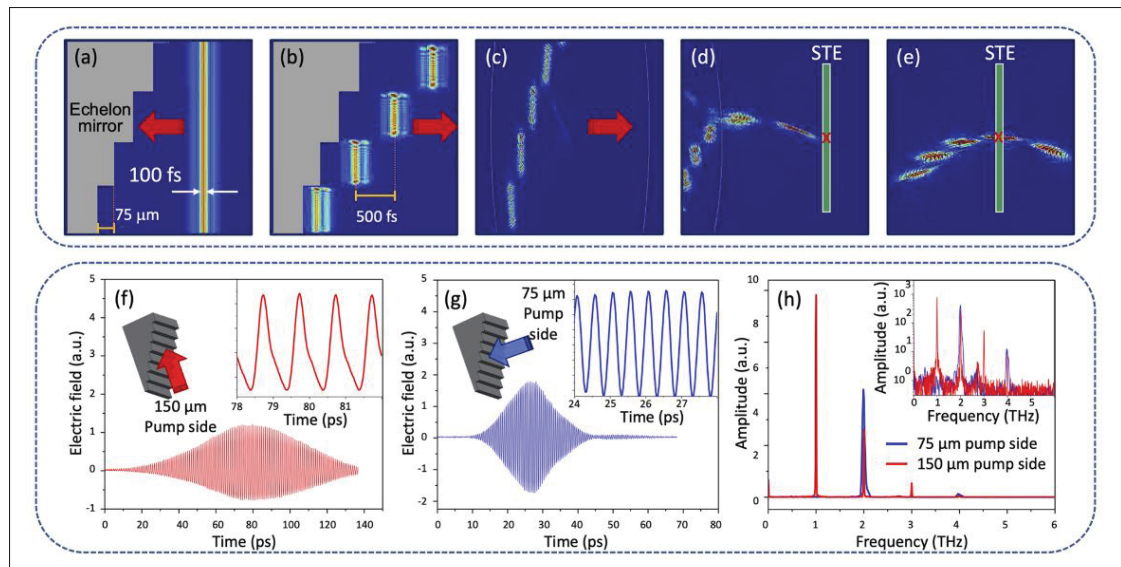


Figure 4.3 Generation of pulse train using an echelon mirror. (a–e) Simulation, using FDTD software, of the 100 fs optical pulse through the system based on the echelon mirror, biconvex lens, and spintronic emitter (STE). The red arrow represents the direction of the optical pulse, and the red cross is the focal point. (f) Terahertz pulse train obtained by pumping on $150 \mu\text{m}$ side steps. The inset is the zoom on the THz time domain pulse train. (g) Terahertz pulse train obtained by pumping on $75 \mu\text{m}$ side steps. The inset is the zoom on the THz time domain pulse train. (h) Fourier transform of the THz time domain pulse train using $150 \mu\text{m}$ pump side (red) and $75 \mu\text{m}$ pump side (blue). In the inset, the frequency comb generated at 1 THz (red) and at 2 THz (blue) in the y-logarithm scale using $150 \mu\text{m}$ pump side and $75 \mu\text{m}$ pump side, respectively.

For THz wave generation via optical rectification in bulk nonlinear crystals, the phase matching condition between the pump light and the generated THz beam is essential to achieve good conversion efficiency (Leo (2022), Ofori-Okai *et al.* (2016)). With our method, the image aberration and the tilt of the step mirror projection may cause an additional problem in obtaining a good phase matching condition if a thick bulk nonlinear crystal emitter is used. In order to overcome this possible restrictive condition, here, we used the recently developed spintronic THz emitter (STE) (Seifert *et al.* (2016)). Because it is made of thin films, this device is practically insensitive to phase matching conditions and alignment. In addition, the generation of long pulse trains can also represent a significant problem when the generating mechanism produces an echo from its finite thickness. Again, the STE can be positioned such as to prevent the presence of this echo from being a nuisance and is, therefore, a prime candidate for our application. Note that the generation of a second THz pulse, caused by a reflection on the air–substrate interface, is minimized when the structure is pumped from the metal side (Torosyan, Keller, Scheuer, Beigang & Papaioannou (2018)).

In Figs. 4.3 (f) and (g), we show the results of generating two THz pulse trains obtained when the step mirror is illuminated on, the facet with step heights of $150\ \mu\text{m}$ and $75\ \mu\text{m}$, respectively. The respective insets to these figures represent a zoomed-in view of these pulse trains. In the inset, the time domain traces of the THz pulse train obtained with the $75\ \mu\text{m}$ steps look like a quasi-perfect sine wave. However, looking at the whole set of time domain traces, we can clearly see an envelope with a Gaussian profile, which corresponds to the intensity profile of the pumping beam. In addition, in Fig. 4.3 (f), approximately 128 pulses were generated over a maximum of 133 pulses according to the illuminated size of our echelon mirror and its step size corresponding to 4.85 mm beam size at full width at half maximum (FWHM). In Fig. 4.3 (g), approximately 72 pulses has been generated, which correspond to a beam size of 2.7 mm at FWHM.

In Fig. 4.3 (h), the frequency spectra of both pulse trains show a strong peak located at 1 THz (red) and 2 THz (blue), with a bandwidth at a FWHM of 13 GHz and 60 GHz, respectively. Since the STE produces broadband THz pulses, the Fourier transform of these pulse trains

also produces the harmonics corresponding to the initial carrier frequency of the two pumping conditions, i.e., pumping on the facets with step heights of 150 and 75 μm , respectively. In both cases of excitation of the echelon mirror, we perceive a small replica of up to 4 THz, limited by the bandwidth of our THz detector as explained in Sec. 4.3. The inset in Fig. 4.3 (h) shows the same frequency spectrum on a logarithmic scale. It is striking to note the very narrow bandwidth of our pulse train generation mechanism. Specifically, we estimate the Q-factor of these frequency combs to be 86 and 51 for pulse trains centered at 1 and 2 THz, respectively, which is about 10 times sharper than the recently reported THz pulse trains (Gingras & Cooke (2017)).

4.4.2 Parallel modulation and coding

As mentioned earlier, varying the diameter of the pump beam using the beam expander changes the number of steps illuminated on the echelon mirror, which results in changes of the number of THz cycles generated in the time domain but with no changes of the carrier frequency of the emitted pulse train. Therefore, we can fine tune the duration of the THz pulse train by simply changing the illumination size on the echelon (i.e., by changing the number of illuminated steps). For the following experiments, we reduced the diameter of the pumped optical beam to 3.17 mm at FWHM and illuminated the 150 μm side, corresponding to a carrier frequency of 1 THz. In Fig. 4.6.3 (a), we show the intensity profile extract from Fig. 4.6.1 (a) of the step image, and Fig. 4.6.3 (b) shows its corresponding generated THz pulse train. These results clearly show that each generated THz pulse corresponds to a step position of the echelon, which is in agreement with the simulations in Fig. 4.3. We noticed that due to the angle of incidence of the pump on the echelon mirror and the sharpness performance of the apochromatic lens, which had a depth of field of a few micrometers, the edges of the image appeared blurred, while the center was perfectly imaged. As we will see in the next paragraph, a blurred image on the DMD loses precision on the pulse modulation.

By using the DMD with vertical line patterns instead of the horizontal lines used in the alignment procedure in Fig. 4.2 (b), each step of the echelon mirror can be imaged on the DMD and selected

(or not selected) on demand by simply activating the micromirrors. In Fig. 4.4, we show an example of pulse separation using some vertical line and space patterns (i.e., in the y direction) applied on the DMD. figures 4.4 (a)–(c) show the line and space patterns for a selected series of 13, 10, and 5 on and off pulses, respectively. The zoomed in top view clearly shows the precision of the pulse selection as well as the high signal-to-noise ratio (SNR) of this demonstration in the central part of the pulse train. Indeed, the peripheral positions of the pulse train have a lower SNR than its central part, but this problem could be circumvented by using an appropriate shaping of the pump beam in square shape and top hat intensity (Möhl & Fuchs (2016)).

To demonstrate the range of control of the THz pulse train, the DMD also allows each THz pulse to be individually coded via a seven micromirror wide vertical line. For this demonstration, we used the ASCII binary protocol and on–off keying modulation. In the ASCII code, each character is produced from 8 bits. In fact, the pump light reflected from each individual step of the echelon mirror can be actively turned on or off at the DMD image plane, as long as the echelon image remains defined to a precision on the order of a DMD mirror size (i.e., accuracy on the order of about ten micrometers or better). To simplify the understanding of our first test, we used 3 THz pulses per bit to generate the three letters forming the word “ETS.”

figure 4.5 (a) shows the result obtained for the 72 modulated pulses in an OOK 3 pulses per bit protocol. The corresponding binary pattern is <0100 0101 0101 0100 0101 0011>. The signal is clearly observable and understandable from a binary point of view with a Gaussian-shaped amplitude vs time profile. In Fig. 4.5 (b), we go to the limit of the OOK protocol by modulating each THz pulse for one bit. With 64 pulses for this demonstration, we encoded the eight letters : “ETS2021 !,” corresponding to the bit pattern : <0100 0101 0101 0100 0101 0011 0011 0010 0011 0000 0011 0010 0011 0001 0010 0001>. Indeed, this experiment was first done in 2021. For both of these OOK modulation results, the carrier frequency remains stable at 1 THz, but we note that the pulse-coded THz signal using the three-pulse scheme [Fig. 5(a)] is more readable compared to the single-pulse coded signal [Fig. 5(b)], confirming the importance of the pump beam image quality at the DMD position. As can be noted, the central part of Fig. 5(b) shows a clear contrast between the transported on and off information of the THz pulses, while the

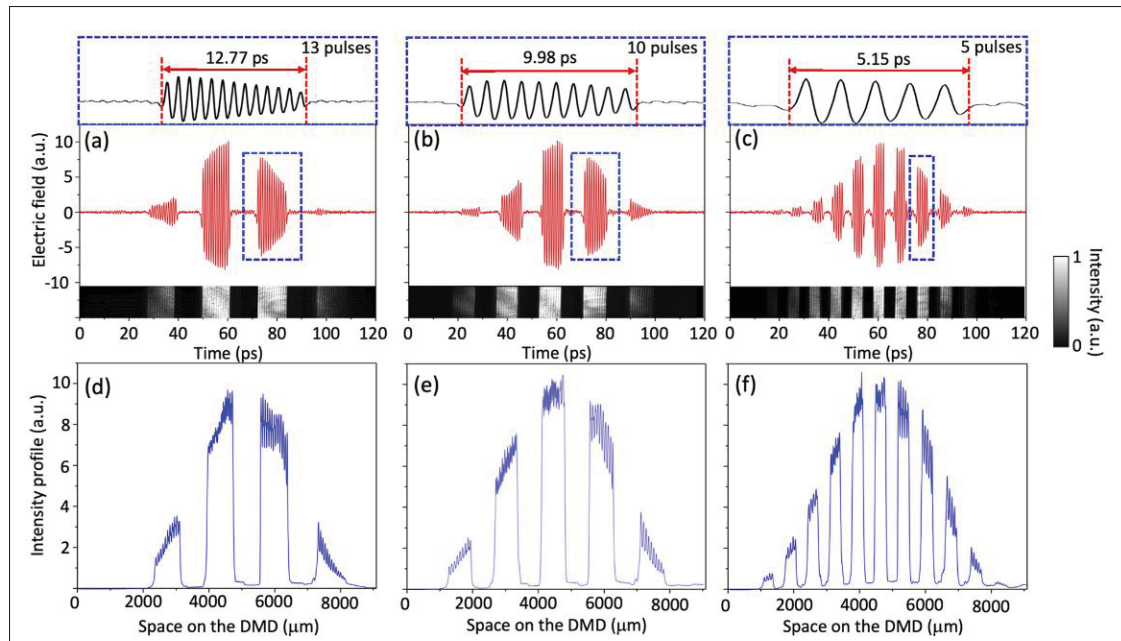


Figure 4.4 Control of the number of pulses with respect to the image configuration pattern on the DMD. Packet generation of (a) 13 pulses, (b) 10 pulses, and (c) 5 pulses and their intensity images after the passage on the DMD presented on the lower part of the figure. Intensity profile of images corresponding to (d) 13 pulses, (e) 10 pulses, and (f) 5 pulses.

peripheral positions become more blurred and more difficult to discretize. As mentioned above, the reason why the information is less legible at the edges of the beam (or for the beginning and end of the pulse train) is directly related to the imaging conditions and not to the speed of an electronic component (see supplementary material 4.6.3 for more details). This is important to note because this ultrafast modulation is not related to a fast electronic process but, rather, is only dictated by geometric optics. One way to circumvent this problem would be to use a suitable mask on the DMD. Since the edge of the step image on the DMD is blurred, a larger modulation area should be used, e.g., having lines and spaces matched according to the position on the DMD. Another approach would be to design an imaging solution capable of imaging an inclined plane with a larger working distance, especially for the imaged plane of the echelon.

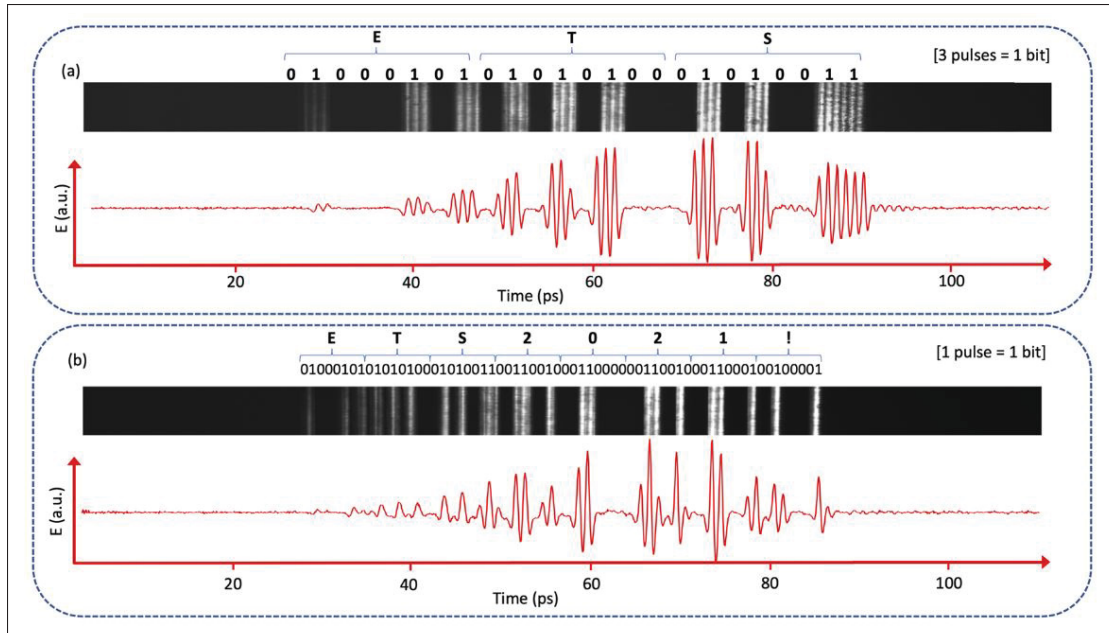


Figure 4.5 (a) THz pulse train encoding of (a) ETS by considering three pulses as 1 bit and (b) ETS2021! by considering one pulse as 1 bit with respect to the imaging configuration pattern on DMD.

4.5 Discussion and conclusion

We have demonstrated the generation and the modulation of a THz pulse train using the combination of an echelon mirror, a DMD, and an STE. Our proposed modulation scheme accurately converts the spatial information of the pump beam into the temporal information of a pulse train at the carrier frequency of 1 THz. Strikingly, the sub-picosecond modulation accuracy is only limited by geometric optics, thus eliminating the need for an ultrafast electronic component. The actual limitation of our method lies in the use of a DMD, which does not allow to modulate the pump beam faster than 6 kHz. Considering the number of pulses generated (i.e., 128 pulses) and a modulation rate for an OOK encoding, our system currently allows us to transport 768 kb/s. This data transfer rate can be increased by replacing the DMD by an electro-optic modulator existing in the literature (He *et al.* (2019)) and capable of tracking each pulse of the laser at a rate of 80 MHz. Finally, it should be noted that our demonstration was performed using a time-domain spectroscopy system coupled to a delay line, which at this time

is clearly not intended for ultrafast real-time signal acquisition and, thus, incompatible with a THz communication application. Nevertheless, there would be possible solutions to increase the data transfer rate, which is not the purpose of our article. Since the first demonstrations of THz communications (Nagatsuma *et al.* (2016)), photonics has played a key role in the development of emitters and detectors. On the other hand, electronics-based approaches are still more efficient for realizing sources and receivers whose applications will mainly involve continuous THz waves (Nagatsuma *et al.* (2000)). Today, we are still far from democratizing THz communications due to the enormous challenges associated with the technology, and the development strategy for the next decade is still under debate (Akyildiz, Han, Hu, Nie & Jornet (2022)). However, with the recent and first demonstration of quantum generation of an entangled THz photon (Kutas *et al.* (2020)), this latest assertion of the limited capability of photonics-based THz solutions for communication purposes may change dramatically in the coming years. That said, having an emitter capable of modulating and generating packets of parallel encoded THz pulses without the need for an ultrafast electronic modulator will also be extremely useful in accelerating the development of new synchronous photonic solutions for sub-picosecond information detection without the need for fast electronic tools.

4.6 Supplementary material

In the supplementary material, details are provided on the pump beam image after the echelon mirror and DMD device. The pump intensity profile is compared to the generated THz pulse train. A simulation of the pump reflection after the echelon mirror is also used to illustrate the formation of the optical pulse train passing through the focal point of a lens.

4.6.1 Imaging alignment

Fig. 4.6 (a) shows the echelon image as well as the mask formation on the DMD. In this image, it is clear that the plane of the echelon image corresponds to the position of the DMD image. Using the beam expander (see material and methods), we set the diameter of the optical beam of the laser to 3.17 mm at FWHM. The display is presented in logarithmic scale to better observe

the complete intensity distribution. The sharpness of the extracted profiles of the echelon (green) and the lines and spaces (red) of the DMD in Fig. 4.7 (b) confirms the high quality of the imaging. In this figure, 11 pixels on the camera correspond to 7 micro-mirrors on the DMD and a real space of $75 \mu\text{m}$ on the step mirror, i.e., equivalent to 1 step.

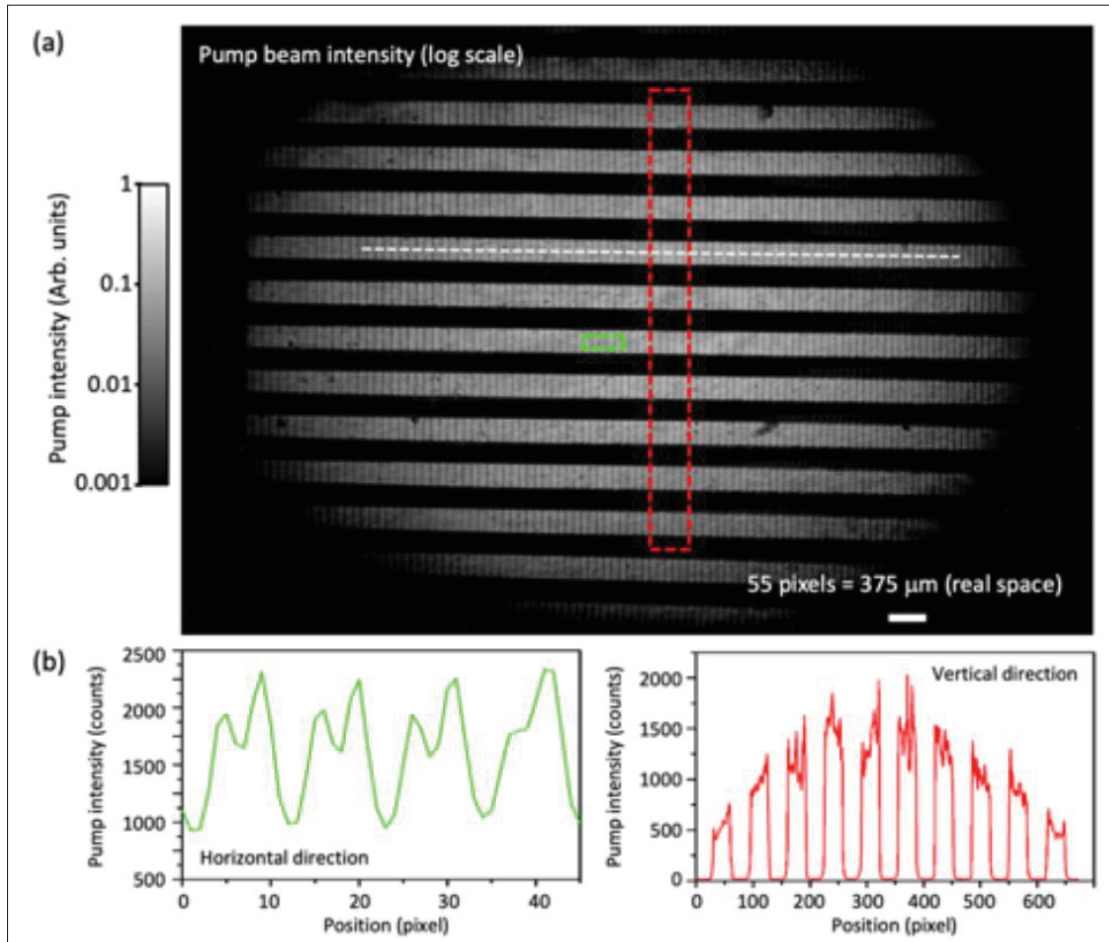


Figure 4.6 (a) Image of the pump beam after the step and DMD. A vertical pattern of lines and spaces is applied to the DMD. (b) Intensity profiles extracted from 4 echelons (green dotted box in (a)) and from the vertical mask applied on the DMD (red dotted box in (a)).

4.6.2 Supplementary movie

The video depicts a 2D simulation, using Lumerical FDTD software, of a 100-fs duration optical pulse sent through the system, consisting of a step metal mirror and a biconvex transmissive lens ($n=1.5$). These simulations show the creation of discrete optical packets separated in time by the step mirror (as explained in the main text), and passing through the same focal point at distinct times, resulting in the generation of multiple THz pulses if a THz transmitter is placed at the focus.

4.6.3 Matching imaging configuration with the generated THz pulse train

In the bottom part of Fig. 4.7 (a), the extracted profile (from the white dotted line in Fig. 4.6 (a)) of the echelon image is shown for approximately 100 echelons. In this figure, the tilted plane of the echelon mirror must be projected onto another tilted plane, the DMD surface. This complicated imaging condition creates two problems : first the echelon image has a magnification factor that varies along the plane of the DMD, which in turn produces a blurred image at the edge compared to the central part. Second, this magnification variation produces a nonperiodic oscillation. As can be seen in Fig. 4.7 (b), the echelon image exhibits a change in frequency compared to a periodic reference in red. For the 3 zoomed-in areas in the upper part of the figure (1- Left, 2- Center, and 3- Right), the step image is larger on the left side of the DMD compared to the right side. In our modulation demonstration, a periodic mask structure was used, i.e., the 1 and 0 pass or block areas are the same width throughout the DMD (like the red signal shown in the top figure). This aberration in image magnification based on a periodic mask will in turn produce spurious THz signals for the pulses encoded on the edges of the DMD. For example, some of the light from the neighboring step will produce a small THz signal where no signal should be present. Fortunately, a mask adapted to the magnification variation could mitigate this problem

figure 4.7 (b) shows the generated THz pulse train compared to the image shown in Fig. 4.7 (a). First, this result highlights that each generated THz pulse corresponds to one step of the echelon

mirror, which is also in agreement with the simulations done in Fig. 4.2 of the main text and video S2. For a better understanding, the intensity coming from a single step is highlighted by a green circle in figure 4.7 (a), which also corresponds to a single THz pulse represented by the green circle in figure 4.7 (b). Interestingly, the periodicity of the THz pulse train is not affected by the non-uniform magnification factor projected onto the DMD. Basically, each pulse is fed back, one after the other, past the focusing lens into the STE to discretely produce a single THz pulse at each ps.

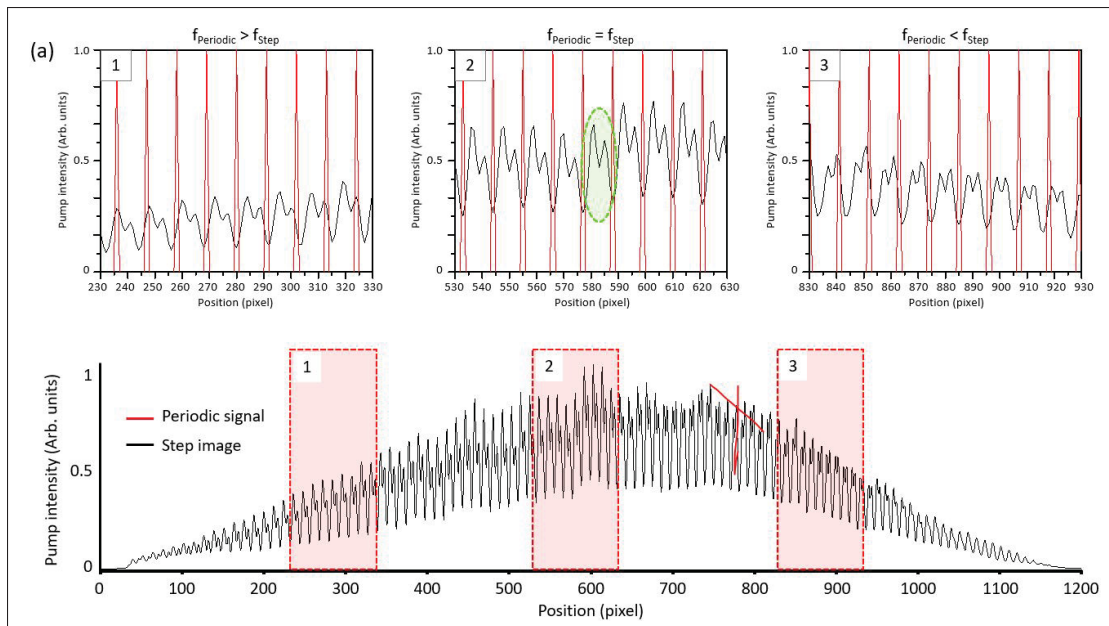


Figure 4.7 (a) The lower part shows the intensity profile extracted from the step image at the DMD position (at the position of the white dashed line in Fig. S1(a)). The upper parts are the zoomed-in views of the red-shaded areas 1, 2, and 3 of the bottom part of the figure. A periodic pattern is superimposed on the step intensity profile to highlight the variation in the period of the echelons.

Acknowledgment

F.B. gratefully acknowledges financial support from the NSERC (Grant No. 2016-05020) and the Canada Research Chair (Grant No. CRC-2019-127). This research was also supported by FRQNT, which funds the activities of the COPL (Center d'Optique, Photonique et Laser) and

RQMP (Regroupement Québécois sur les Matériaux de Pointe) strategic clusters with which some of the authors are associated

AUTHOR DECLARATIONS

Conflict of Interest

The authors have no conflicts to disclose.

Author Contributions

Joel Edouard Nkeck : Conceptualization (equal); Investigation (lead); Methodology (lead); Software (equal); Validation (lead). Louis-Philip Béliveau : Investigation (supporting); Software (lead). Xavier Ropagnol : Data curation (supporting); Methodology (supporting); Supervision (supporting); Validation (supporting); Writing – review & editing (supporting). Dominic Deslandes : Conceptualization (supporting); Methodology (supporting); Validation (equal); Writing – review & editing (supporting). Denis Morris : Formal analysis (equal); Resources (equal); Validation (equal); Writing – review & editing (supporting). François Blanchard : Conceptualization (equal); Data curation (equal); Funding acquisition (equal); Investigation (equal); Methodology (equal); Project administration (lead); Supervision (lead); Validation (lead); Writing – original draft (lead); Writing – review & editing (lead).

DATA AVAILABILITY

Data underlying the results presented in this paper are not publicly available at this time, but may be obtained from the authors upon reasonable request.

CHAPITRE 5

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Au cours de cette thèse, nous avons fait progresser la viabilité et la compatibilité des lasers de type Yb pour des applications THz. Nos efforts ont permis d'apporter certains éléments de réponse aux différents sujets dans la communauté THz. Après une introduction présentant les motivations de la thèse, une revue de la littérature portant sur la génération et la détection THz assurées par des méthodes impulsionnelles telles que : les variations de courants dans les APCs, le RO dans les cristaux non linéaires, la génération par effet spin hall inverse et l'effet pockels dans les cristaux EO, quelques effets de propagation non linéaire dans les matériaux et la mise en forme des ondes THz ont été présentés au premier chapitre.

- Lors du second chapitre, nous avons démontré l'efficacité du cristal de ZnS dans le cadre d'une détection électro-optique à 515 nm comparé au cristal de CdTe sondé à 1030 nm. Malgré quelques inconvénients liés à la présence des bulles dans le cristal de ZnS, sa caractérisation a pu montrer une largeur de bande passante THz détectée de 2,5 THz indiquant un meilleur accord de phase comparé à celui du CdTe. Une limitation en détection peut aussi être due à l'utilisation des impulsions de longue durée du laser Yb. Ce problème nous a emmené à concevoir une technique afin de pouvoir compresser les impulsions de la sonde du laser utilisé. D'où l'intérêt du chapitre suivant.

- Lors du troisième chapitre, nous avons réalisé et démontré une technique de compression des impulsions du laser Yb amplifié utilisé. Cette technique consiste à utiliser une énergie de 0,8 μJ du laser Yb afin d'induire un effet d'automodulation dans des cristaux de CdS conduisant à un élargissement spectral. Mais le faisceau optique obtenu à la sortie des cristaux présente des anneaux dus au phénomène d'autofocalisation. Afin de pouvoir obtenir une meilleure qualité de faisceau, celui-ci sera filtré de manière non linéaire par l'utilisation d'un BBO (c'est-à-dire lors du doublage en fréquence). Le faisceau optique filtré va ainsi être compressé par une paire de réseaux de diffraction transmissifs. Cette technique étant robuste, simple et facile à insérer dans un système de spectroscopie THz a démontré une compression des impulsions d'un facteur de

plus de 6. De plus, l'utilisation de la seconde harmonique du laser Yb amplifié à 515 nm et la compression des impulsions est un apport important pour l'imagerie THz dans le futur. En effet, l'équation 1.23 indique que l'utilisation de faibles longueurs d'onde dans la détection EO pour un champ électrique donné entraîne un retard de phase plus important que celui d'une sonde de 1030 nm. Ce phénomène améliore le contraste dans l'imagerie THz EO, ce qui en fait un avantage significatif pour ce type de détection.

Par conséquent, le prochain étudiant diplômé pourrait se concentrer sur le développement d'une technique d'imagerie THz avec une sonde optique compressée et doublée en fréquence à 515 nm. Il s'agit d'un domaine de recherche prometteur en imagerie THz.

- Lors du quatrième chapitre, nous avons montré qu'une approche photonique serait intéressante pour un possible développement d'une communication par paquets THz. En effet, nous avons démontré une technique pour générer et moduler des trains d'impulsions THz en parallèle en utilisant une combinaison de plusieurs dispositifs simples, à savoir : un miroir à échelons, un DMD et un STE. Le miroir d'échelon transforme une impulsion optique en un paquet d'impulsions séparées proportionnelles au temps d'aller-retour du pas d'échelon, le DMD agit comme un modulateur optique de chaque impulsion optique créée et le STE agit comme un convertisseur d'impulsions optiques en impulsions THz. En considérant le nombre d'impulsions générées (128 impulsions), la fréquence de modulation du DMD (6KHz) et la modulation ON-OFF effectuée, notre système nous permet actuellement de transporter un débit probable de 768 kb/s. On pourrait augmenter ce débit en utilisant des modulateurs électro-optiques ultra-rapides. Toutefois, la première démonstration récente de la production de photons quantiques intriqués THz pourrait changer radicalement l'avenir des solutions THz basées sur la photonique pour des applications en communications. En d'autres termes, le fait de disposer d'un émetteur capable de moduler et de produire des paquets d'impulsions THz en parallèle codées sans avoir recours à des modulateurs électroniques à grande vitesse sera très utile pour accélérer le développement de nouvelles solutions photoniques synchronisées pour la détection d'informations sub-picosecondes sans avoir besoin d'outils électroniques rapides. Actuellement, il n'existe pas de méthode en temps réel pour détecter les trains d'impulsions THz. Cependant, la récente démonstration de la

production de photons quantiques intriqués THz pourrait révolutionner les solutions THz basées sur la photonique pour les applications de communication. En disposant d'un émetteur capable de moduler et de produire des impulsions THz codées en parallèle sans avoir recours à des modulateurs électroniques à grande vitesse, le développement de nouvelles solutions photoniques synchronisées pour la détection d'informations en sub-picoseconde pourrait être accéléré.

Par conséquent, le prochain étudiant diplômé devrait se concentrer sur le développement d'une stratégie de détection en temps réel pour les paquets d'ondes THz modulés, avec une préférence pour une stratégie de détection à quasi photons uniques en raison de la faible puissance de ces paquets. Il s'agit d'un domaine de recherche prometteur qui peut accélérer le développement de nouvelles solutions photoniques synchronisées pour la détection d'informations sub-picosecondes sans nécessiter d'outils électroniques à grande vitesse.

BIBLIOGRAPHIE

- Adair, R., Chase, L. L. & Payne, S. A. (1989). Nonlinear refractive index of optical crystals. *Physical Review B*, 39(5), 3337–3350. doi : 10.1103/PhysRevB.39.3337.
- Adam, A. J. L. (2011). Review of Near-Field Terahertz Measurement Methods and Their Applications. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 32(8), 976–1019. doi : 10.1007/s10762-011-9809-2.
- Ahn, J., Efimov, A., Averitt, R. & Taylor, A. (2003). Terahertz waveform synthesis via optical rectification of shaped ultrafast laser pulses. *Optics Express*, 11(20), 2486. doi : 10.1364/OE.11.002486.
- Ajayan, J., Nirmal, D., Mathew, R., Kurian, D., Mohankumar, P., Arivazhagan, L. & Ajitha, D. (2021). A critical review of design and fabrication challenges in InP HEMTs for future terahertz frequency applications. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 128, 105753. doi : 10.1016/j.mssp.2021.105753.
- Akhmanov, S. A., Sukhorukov, A. P. & Khokhlov, R. V. (1968). SELF-FOCUSING AND DIFFRACTION OF LIGHT IN A NONLINEAR MEDIUM. *Soviet Physics Uspekhi*, 10(5), 609–636. doi : 10.1070/PU1968v010n05ABEH005849.
- Akturk, S., Kimmel, M., O’Shea, P. & Trebino, R. (2003). Measuring spatial chirp in ultrashort pulses using single-shot Frequency-Resolved Optical Gating. *Optics Express*, 11(1), 68. doi : 10.1364/OE.11.000068.
- Akyildiz, I. F., Jornet, J. M. & Han, C. (2014). Full length article : Terahertz band : Next frontier for wireless communications. *Physical Communication*, 12, 16–32. doi : 10.1016/j.phycom.2014.01.006.
- Akyildiz, I. F., Han, C., Hu, Z., Nie, S. & Jornet, J. M. (2022). Terahertz Band Communication : An Old Problem Revisited and Research Directions for the Next Decade. *IEEE Transactions on Communications*, 70(6), 4250–4285. doi : 10.1109/TCOMM.2022.3171800.
- Alfano, R. R. & Shapiro, S. L. (1970). Observation of Self-Phase Modulation and Small-Scale Filaments in Crystals and Glasses. *Physical Review Letters*, 24(11), 592–594. doi : 10.1103/PhysRevLett.24.592.
- Amirkhan, F., Sakata, R., Takiguchi, K., Arikawa, T., Ozaki, T., Tanaka, K. & Blanchard, F. (2019). Characterization of thin-film optical properties by THz near-field imaging method. *Journal of the Optical Society of America B*, 36(9), 2593. doi : 10.1364/JO-SAB.36.002593.

- Arrigoni, M. & Tapié, J. (2019). Chirped Pulse Amplification : Nobel winning science is a key to Coherent ultrafast amplifiers. *PhotonicsViews*, 16(3), 78–82. doi : 10.1002/phvs.201900022.
- Avestisyan, Y., Zhang, C., Kawayama, I., Murakami, H., Somekawa, T., Chosrowjan, H., Fujita, M. & Tonouchi, M. (2012). Terahertz generation by optical rectification in lithium niobate crystal using a shadow mask. *Optics Express*, 20(23), 25752. doi : 10.1364/OE.20.025752.
- Backus, S., Durfee, C. G., Murnane, M. M. & Kapteyn, H. C. (1998). High power ultrafast lasers. *Review of Scientific Instruments*, 69(3), 1207–1223. doi : 10.1063/1.1148795.
- Baldassare, L., Cingolani, A., Ferrara, M. & Lugarà, M. (1980). Dispersion of the linear electrooptic coefficient in ZnS. *Solid State Communications*, 34(4), 237–239. doi : 10.1016/0038-1098(80)90400-7.
- Battiato, M., Carva, K. & Oppeneer, P. M. (2010). Superdiffusive Spin Transport as a Mechanism of Ultrafast Demagnetization. *Physical Review Letters*, 105(2), 027203. doi : 10.1103/PhysRevLett.105.027203.
- Bauer, M., Ramer, A., Chevtchenko, S. A., Osipov, K. Y., Cibiraitė, D., Pralgauskaite, S., Ikamas, K., Lisauskas, A., Heinrich, W., Krozer, V. & Roskos, H. G. (2019). A High-Sensitivity AlGaIn/GaN HEMT Terahertz Detector With Integrated Broadband Bow-Tie Antenna. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 9(4), 430–444. doi : 10.1109/TTHZ.2019.2917782.
- Baxter, J. B. & Guglietta, G. W. (2011). Terahertz Spectroscopy. *Analytical Chemistry*, 83(12), 4342–4368. doi : 10.1021/ac200907z.
- Beaurepaire, E., Merle, J.-C., Daunois, A. & Bigot, J.-Y. (1996). Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel. *Physical Review Letters*, 76(22), 4250–4253. doi : 10.1103/PhysRevLett.76.4250.
- Beck, M. L., Freihaut, B., Henry, R., Pierce, S. & Bayer, W. L. (1975). A serum haemagglutinating property dependent upon polycarboxyl groups. *British Journal of Haematology*, 29(1), 149–156. doi : 10.1111/j.1365-2141.1975.tb01808.x.
- Benabid, F., Knight, J. C., Antonopoulos, G. & Russell, P. S. J. (2002). Stimulated Raman Scattering in Hydrogen-Filled Hollow-Core Photonic Crystal Fiber. *Science*, 298(5592), 399–402. doi : 10.1126/science.1076408.
- Berry, C. W., Hashemi, M. R. & Jarrahi, M. (2014). Generation of high power pulsed terahertz radiation using a plasmonic photoconductive emitter array with logarithmic spiral antennas. *Applied Physics Letters*, 104(8), 081122. doi : 10.1063/1.4866807.

- Blakemore, J. S. (1982). Semiconducting and other major properties of gallium arsenide. *Journal of Applied Physics*, 53(10), R123–R181. doi : 10.1063/1.331665.
- Blanchard, F., Bandulet, H.-C., Razzari, L., Sharma, G., Morandotti, R., Kieffer, J.-C., Ozaki, T., Reid, M., Tiedje, H. F., Haugen, H. K., Morris, D. & Hegmann, F. A. (2007). High-Power Terahertz Pulses at the Advanced Laser Light Source (ALLS) Laboratory. *Optical Terahertz Science and Technology*, pp. ME5. doi : 10.1364/OTST.2007.ME5.
- Blanchard, F., Doi, A., Tanaka, T. & Tanaka, K. (2013). Real-Time, Subwavelength Terahertz Imaging. *Annual Review of Materials Research*, 43(1), 237–259. doi : 10.1146/annurev-matsci-071312-121656.
- Blanchard, F., Schmidt, B. E., Ropagnol, X., Thiré, N., Ozaki, T., Morandotti, R., Cooke, D. G. & Légaré, F. (2014). Terahertz pulse generation from bulk GaAs by a tilted-pulse-front excitation at 1.8 μm . *Applied Physics Letters*, 105(24), 241106. doi : 10.1063/1.4904005.
- Blanchard, F. & Tanaka, K. (2016). Improving time and space resolution in electro-optic sampling for near-field terahertz imaging. *Optics Letters*, 41(20), 4645. doi : 10.1364/OL.41.004645.
- Bottger, G. L. & Geddes, A. L. (1967). Infrared Absorption Spectrum of CdTe. *The Journal of Chemical Physics*, 47(11), 4858–4859. doi : 10.1063/1.1701717.
- boyd, R. (2002). *Nonlinear Optics - 2nd Edition*. Repéré le 2022-12-06 à <https://www.elsevier.com/books/nonlinear-optics/boyd/978-0-12-121682-5>.
- Brocklesby, W. S. (2015). Progress in high average power ultrafast lasers. *The European Physical Journal Special Topics*, 224(13), 2529–2543. doi : 10.1140/epjst/e2015-02562-0.
- Brun, A. & Georges, P. (1996). Sources laser femtosecondes. *Les lasers et leurs applications scientifiques et médicales*, 4, 287–307. doi : 10.1051/sfo/1996007.
- Buchmann, T. O., Railton Kelleher, E. J., Jazbinsek, M., Zhou, B., Seok, J.-H., Kwon, O.-P., Rotermond, F. & Jepsen, P. U. (2020). High-power few-cycle THz generation at MHz repetition rates in an organic crystal. *APL Photonics*, 5(10), 106103. doi : 10.1063/5.0022762.
- Bull, C., Hewett, S. M., Ji, R., Lin, C.-H., Thomson, T., Graham, D. M. & Nutter, P. W. (2021). Spintronic terahertz emitters : Status and prospects from a materials perspective. *APL Materials*, 9(9), 090701. doi : 10.1063/5.0057511.

- Burdanova, M. G., Tsapenko, A. P., Kharlamova, M. V., Kauppinen, E. I., Gorshunov, B. P., Kono, J. & Lloyd-Hughes, J. (2021). A Review of the Terahertz Conductivity and Photoconductivity of Carbon Nanotubes and Heteronanotubes. *ADVANCED OPTICAL MATERIALS*, 9(24), 2101042. doi : 10.1002/adom.202101042.
- Cao, H., Nagymihaly, R. S., Chvykov, V., Khodakovskiy, N. & Kalashnikov, M. (2019). Multipass-cell-based post-compression of radially and azimuthally polarized pulses to the sub-two-cycle regime. *Journal of the Optical Society of America B*, 36(9), 2517. doi : 10.1364/JOSAB.36.002517.
- Cardin, V., Thiré, N., Beaulieu, S., Wanie, V., Légaré, F. & Schmidt, B. E. (2015). 0.42 TW 2-cycle pulses at 1.8 μm via hollow-core fiber compression. *Applied Physics Letters*, 107(18), 181101. doi : 10.1063/1.4934861.
- Carter, S. G., Thompson, B. J., Dexheimer, S. L., Kaindl, R. A., Shan, J., Cheville, R. A., Baxter, J. B., Wilke, I., Sengupta, S., Averitt, R. D., Shmittenmaer, C. A., Cerne, J., Sherwin, M. S., Heilweil, E. J., Plusquellic, D. F., Zeitler, J. A., Rades, T. & Taday, P. F. (2017). *Terahertz Spectroscopy : Principles and Applications*. Boca Raton : CRC Press. doi : 10.1201/9781420007701.
- Chang, H., Cheng, Z., Sun, R., Peng, Z., Yu, M., You, Y., Wang, M. & Wang, P. (2019). 172-fs, 27- μJ , Yb-doped all-fiber-integrated chirped pulse amplification system based on parabolic evolution by passive spectral amplitude shaping. *Optics Express*, 27(23), 34103. doi : 10.1364/OE.27.034103.
- Chen, Q., Tani, M., Jiang, Z. & Zhang, X.-C. (2001). Electro-optic transceivers for terahertz-wave applications. *JOSA B*, 18(6), 823–831. doi : 10.1364/JOSAB.18.000823.
- Cheng, B., Cui, Z., Lu, B., Qin, Y., Liu, Q., Chen, P., He, Y., Jiang, J., He, X., Deng, X., Zhang, J. & Zhu, L. (2018). 340-GHz 3-D Imaging Radar With 4Tx-16Rx MIMO Array. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 8(5), 509–519. doi : 10.1109/TTHZ.2018.2853551.
- Chiao, R. Y., Garmire, E. & Townes, C. H. (1964). Self-Trapping of Optical Beams. *Physical Review Letters*, 13(15), 479–482. doi : 10.1103/PhysRevLett.13.479.
- Chumak, A. V., Vasyuchka, V., Serga, A. & Hillebrands, B. (2015). Magnon spintronics. *Nature Physics*, 11(6), 453–461. doi : 10.1038/nphys3347.
- Couairon, A. & Mysyrowicz, A. (2007). Femtosecond filamentation in transparent media. *Physics Reports*, 441(2), 47–189. doi : 10.1016/j.physrep.2006.12.005.

- Coutaz, J.-L. & Garet, F. (2011). Les ondes électromagnétiques térahertz au service de la sécurité et de la défense. *Photoniques*, (55), 34–39. doi : 10.1051/photon/20115534.
- Coyle, J. C. E., Hopkins, J.-M., Lagatsky, A. A. & Kemp, A. J. (2019). Titanium Sapphire : A Decade of Diode-Laser Pumping. *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*, pp. 1–1. doi : 10.1109/CLEOE-EQEC.2019.8872912.
- Debenham, M. (1984). Refractive indices of zinc sulfide in the 0405–13- μ m wavelength range. *Applied Optics*, 23(14), 2238. doi : 10.1364/AO.23.002238.
- DeLong, K. W., Trebino, R. & Kane, D. J. (1994). Comparison of ultrashort-pulse frequency-resolved-optical-gating traces for three common beam geometries. *Journal of the Optical Society of America B*, 11(9), 1595. doi : 10.1364/JOSAB.11.001595.
- DeSalvo, R., Vanherzeele, H., Hagan, D. J., Sheik-Bahae, M., Stegeman, G. & Van Stryland, E. W. (1992). Self-focusing and self-defocusing by cascaded second-order effects in KTP. *Optics Letters*, 17(1), 28. doi : 10.1364/OL.17.000028.
- Dexheimer, S. L. (2017). *Terahertz Spectroscopy : Principles and Applications*. CRC Press.
- Dhillon, S. S., Vitiello, M. S., Linfield, E. H., Davies, A. G., Hoffmann, M. C., Booske, J., Paoloni, C., Gensch, M., Weightman, P., Williams, G. P., Castro-Camus, E., Cumming, D. R. S., Simoens, F., Escorcia-Carranza, I., Grant, J., Lucyszyn, S., Kuwata-Gonokami, M., Konishi, K., Koch, M., Schmuttenmaer, C. A., Cocker, T. L., Huber, R., Markelz, A. G., Taylor, Z. D., Wallace, V. P., Axel Zeitler, J., Sibik, J., Korter, T. M., Ellison, B., Rea, S., Goldsmith, P., Cooper, K. B., Appleby, R., Pardo, D., Huggard, P. G., Krozer, V., Shams, H., Fice, M., Renaud, C., Seeds, A., Stöhr, A., Naftaly, M., Ridler, N., Clarke, R., Cunningham, J. E. & Johnston, M. B. (2017). The 2017 terahertz science and technology roadmap. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 50(4), 043001. doi : 10.1088/1361-6463/50/4/043001.
- Duvillaret, L., Rialland, S. & Coutaz, J.-L. (2002). Electro-optic sensors for electric field measurements. I. Theoretical comparison among different modulation techniques. *JOSA B*, 19(11), 2692–2703. doi : 10.1364/JOSAB.19.002692.
- Emaury, F., Saraceno, C. J., Debord, B., Ghosh, D., Diebold, A., Gèrôme, F., Südmeyer, T., Benabid, F. & Keller, U. (2014). Efficient spectral broadening in the 100-W average power regime using gas-filled kagome HC-PCF and pulse compression. *Optics Letters*, 39(24), 6843–6846. doi : 10.1364/OL.39.006843.

- Erschens, D. N., Turchinovich, D. & Jepsen, P. U. (2011). Optimized Optical Rectification and Electro-optic Sampling in ZnTe Crystals with Chirped Femtosecond Laser Pulses. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 32(12), 1371–1381. doi : 10.1007/s10762-011-9829-y.
- Exter, M., Fattinger, C. & Grischkowsky, D. (1989). Terahertz time-domain spectroscopy of water vapor. *Optics Letters*, 14(20), 1128–1130. doi : 10.1364/ol.14.001128.
- Felser, C. & Fecher, G. H. (Éds.). (2013). *Spintronics*. Dordrecht : Springer Netherlands. doi : 10.1007/978-90-481-3832-6.
- Fowler, B., Vu, P., Liu, C., Mims, S., Do, H., Li, W. & Appelbaum, J. (2010). High performance CMOS image sensor for digitally fused day/night vision systems. *Infrared Technology and Applications XXXVI*, 7660, 221–230. doi : 10.1117/12.849848.
- Fritsch, K., Poetzlberger, M., Pervak, V., Brons, J. & Pronin, O. (2018). All-solid-state multipass spectral broadening to sub-20 fs. *Optics Letters*, 43(19), 4643. doi : 10.1364/OL.43.004643.
- Fu, X., Liu, Y., Chen, Q., Fu, Y. & Cui, T. J. (2022). Applications of Terahertz Spectroscopy in the Detection and Recognition of Substances. *Frontiers in Physics*, 10. Repéré à <https://www.frontiersin.org/articles/10.3389/fphy.2022.869537>.
- Fülöp, J. A. & Hebling, J. (2010). *Applications of Tilted-Pulse-Front Excitation*. IntechOpen. doi : 10.5772/6914.
- Ganti, S. R., Sundaram, S. & McCloy, J. S. (2014). Frequency dependent optical and dielectric properties of zinc sulfide in Terahertz regime. *Infrared Physics & Technology*, 65, 67–71. doi : 10.1016/j.infrared.2014.03.013.
- Gingras, L. & Cooke, D. G. (2017). Direct temporal shaping of terahertz light pulses. *Optica*, 4(11), 1416. doi : 10.1364/OPTICA.4.001416.
- Gorkavenko, T. V., Zubkova, S. M., Makara, V. A. & Rusina, L. N. (2007). Temperature dependence of the band structure of ZnS, ZnSe, ZnTe, and CdTe wurtzite-type semiconductor compounds. *Semiconductors*, 41(8), 886–896. doi : 10.1134/S1063782607080040.
- Guerboukha, H., Nallappan, K. & Skorobogatiy, M. (2018). Toward real-time terahertz imaging. *Advances in Optics and Photonics*, 10(4), 843. doi : 10.1364/AOP.10.000843.
- Gustafson, T. K., Taran, J. P., Haus, H. A., Lifshitz, J. R. & Kelley, P. L. (1969). Self-Modulation, Self-Steepening, and Spectral Development of Light in Small-Scale Trapped Filaments. *Physical Review*, 177(1), 306–313. doi : 10.1103/PhysRev.177.306.

- Hafez, H. A., Chai, X., Ibrahim, A., Mondal, S., Férachou, D., Ropagnol, X. & Ozaki, T. (2016). Intense terahertz radiation and their applications. *Journal of Optics*, 18(9), 093004. doi : 10.1088/2040-8978/18/9/093004.
- Han, J., Zhang, W., Chen, W., Thamizhmani, L., Azad, A. K. & Zhu, Z. (2006). Far-Infrared Characteristics of ZnS Nanoparticles Measured by Terahertz Time-Domain Spectroscopy. *The Journal of Physical Chemistry B*, 110(5), 1989–1993. doi : 10.1021/jp055838t.
- Hashemi, M. R., Cakmakyapan, S. & Jarrahi, M. (2017). Reconfigurable metamaterials for terahertz wave manipulation. *Reports on Progress in Physics*, 80(9), 094501. doi : 10.1088/1361-6633/aa77cb.
- He, G. S. & Liu, S. H. (2018). *Advanced Nonlinear Optics*. WORLD SCIENTIFIC. doi : 10.1142/10520.
- He, M., Xu, M., Ren, Y., Jian, J., Ruan, Z., Xu, Y., Gao, S., Sun, S., Wen, X., Zhou, L., Liu, L., Guo, C., Chen, H., Yu, S., Liu, L. & Cai, X. (2019). High-performance hybrid silicon and lithium niobate Mach–Zehnder modulators for 100 Gbit/s and beyond. *Nature Photonics*, 13(5), 359–364. doi : 10.1038/s41566-019-0378-6.
- Hebling, J., Almasi, G., Kozma, I. & Kuhl, J. (2002). Velocity matching by pulse front tilting for large area THz-pulse generation. *Optics Express*, 10(21), 1161. doi : 10.1364/OE.10.001161.
- Hebling, J., Yeh, K.-L., Hoffmann, M. C., Bartal, B. & Nelson, K. A. (2008). Generation of high-power terahertz pulses by tilted-pulse-front excitation and their application possibilities. *Journal of the Optical Society of America B*, 25(7), B6. doi : 10.1364/JOSAB.25.0000B6.
- Heibling. Optica Publishing Group. Repéré le 2022-12-12 à <https://opg.optica.org/oe/viewmedia.cfm?uri=oe-10-21-1161&html=true>.
- Henck, J.-O., Bernstein, J., Ellern, A. & Boese, R. (2001). Disappearing and Reappearing Polymorphs. The Benzocaine :Picric Acid System. *Journal of the American Chemical Society*, 123(9), 1834–1841. doi : 10.1021/ja002113o.
- Hendrich. (2020). StackPath. Repéré le 2023-03-15 à <https://www.laserfocusworld.com/lasers-sources/article/14074087/trends-in-femtosecond-amplifiers-tisapphire-vs-ytterbium>.
- Hirohata, A., Yamada, K., Nakatani, Y., Prejbeanu, I.-L., Diény, B., Pirro, P. & Hillebrands, B. (2020). Review on spintronics : Principles and device applications. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 509, 166711. doi : 10.1016/j.jmmm.2020.166711.

- Hirori, H., Doi, A., Blanchard, F. & Tanaka, K. (2011). Single-cycle terahertz pulses with amplitudes exceeding 1 MV/cm generated by optical rectification in LiNbO₃. *Applied Physics Letters*, 98(9), 091106. doi : 10.1063/1.3560062.
- Hädrich, S., Klenke, A., Hoffmann, A., Eidam, T., Gottschall, T., Rothhardt, J., Limpert, J. & Tünnermann, A. (2013). Nonlinear compression to sub-30-fs, 05 mJ pulses at 135 W of average power. *Optics Letters*, 38(19), 3866. doi : 10.1364/OL.38.003866.
- INO. (2023). Offre terahertz. Repéré le 2023-03-14 à <https://www.ino.ca/fr/solutions/thz/>.
- Ishii, N., Xia, P., Kanai, T. & Itatani, J. (2019). Optical parametric amplification of carrier-envelope phase-stabilized mid-infrared pulses generated by intra-pulse difference frequency generation. *Optics Express*, 27(8), 11447. doi : 10.1364/OE.27.011447.
- Jepsen, P., Cooke, D. & Koch, M. (2011). Terahertz spectroscopy and imaging - Modern techniques and applications : THz spectroscopy and imaging - Modern techniques and applications. *Laser & Photonics Reviews*, 5(1), 124–166. doi : 10.1002/lpor.201000011.
- Ji, B., Han, Y., Liu, S., Tao, F., Zhang, G., Fu, Z. & Li, C. (2021). Several Key Technologies for 6G : Challenges and Opportunities. *IEEE Communications Standards Magazine*, 5(2), 44–51. doi : 10.1109/MCOMSTD.001.2000038.
- Kafka, J. D. & Baer, T. (1987). Prism-pair dispersive delay lines in optical pulse compression. *Optics Letters*, 12(6), 401. doi : 10.1364/OL.12.000401.
- Kalosha, V. P. & Herrmann, J. (2000). Self-phase modulation and compression of few-optical-cycle pulses. *Physical Review A*, 62(1), 011804. doi : 10.1103/PhysRevA.62.011804.
- Kampftrath, T., Battiato, M., Maldonado, P., Eilers, G., Nötzold, J., Mährlein, S., Zbarsky, V., Freimuth, F., Mokrousov, Y., Blügel, S., Wolf, M., Radu, I., Oppeneer, P. M. & Münzenberg, M. (2013). Terahertz spin current pulses controlled by magnetic heterostructures. *Nature Nanotechnology*, 8(4), 256–260. doi : 10.1038/nnano.2013.43.
- Kawase, K. (2003). Optica Publishing Group. Repéré le 2023-03-21 à <https://opg.optica.org/oe/viewmedia.cfm?uri=oe-11-20-2549&html=true>.
- Kawase, K., Ogawa, Y., Watanabe, Y. & Inoue, H. (2003). Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints. *Optics Express*, 11(20), 2549–2554. doi : 10.1364/oe.11.002549.
- Kealhofer, C., Schneider, W., Ehberger, D., Ryabov, A., Krausz, F. & Baum, P. (2016). All-optical control and metrology of electron pulses. *Science*, 352(6284), 429–433. doi : 10.1126/science.aae0003.

- Keiser, G. R., Karl, N., Liu, P. Q., Tulloss, C., Chen, H.-T., Taylor, A. J., Brener, I., Reno, J. L. & Mittleman, D. M. (2017). Nonlinear terahertz metamaterials with active electrical control. *Applied Physics Letters*, 111(12), 121101. doi : 10.1063/1.4990671.
- Keren-Zur, S. & Ellenbogen, T. (2019). Direct space to time terahertz pulse shaping with nonlinear metasurfaces. *Optics Express*, 27(15), 20837. doi : 10.1364/OE.27.020837.
- Koch, M. (2007). Terahertz Communications : A 2020 vision. *Terahertz Frequency Detection and Identification of Materials and Objects*, (NATO Science for Peace and Security Series), 325–338. doi : 10.1007/978-1-4020-6503-3_18.
- Kohli, K. K., Vaupel, A., Chatterjee, S. & Rühle, W. W. (2009). Adaptive shaping of THz-pulses generated in $\langle 110 \rangle$ ZnTe crystals. *Journal of the Optical Society of America B*, 26(9), A74. doi : 10.1364/JOSAB.26.000A74.
- Krauss, T. D. & Wise, F. W. (1994). Femtosecond measurement of nonlinear absorption and refraction in CdS, ZnSe, and ZnS. *Applied Physics Letters*, 65(14), 1739–1741. doi : 10.1063/1.112901.
- Krupa, K., Fona, R., Tonello, A., Labruyère, A., Shalaby, B. M., Wabnitz, S., Baronio, F., Aceves, A. B., Millot, G. & Couderc, V. (2020). Spatial Beam Self-Cleaning in Second-Harmonic Generation. *Scientific Reports*, 10(1), 7204. doi : 10.1038/s41598-020-64080-7.
- Krupke, W. (2000). Ytterbium solid-state lasers. The first decade. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 6(6), 1287–1296. doi : 10.1109/2944.902180.
- Kröll, J., Darmo, J. & Unterrainer, K. (2007). Metallic wave-impedance matching layers for broadband terahertz optical systems. *Optics Express*, 15(11), 6552–6560. doi : 10.1364/OE.15.006552.
- Kutas, M., Haase, B., Bickert, P., Riexinger, F., Molter, D. & Von Freymann, G. (2020). Terahertz quantum sensing. *Science Advances*, 6(11), eaaz8065. doi : 10.1126/sciadv.aaz8065.
- Köhler, R., Tredicucci, A., Beltram, F., Beere, H. E., Linfield, E. H., Davies, A. G., Ritchie, D. A., Iotti, R. C. & Rossi, F. (2002). Terahertz semiconductor-heterostructure laser. *Nature*, 417(6885), 156–159. doi : 10.1038/417156a.
- Köttig, F., Schade, D., Koehler, J. R., Russell, P. S. J. & Tani, F. (2020). Efficient single-cycle pulse compression of an ytterbium fiber laser at 10MHz repetition rate. *Optics Express*, 28(7), 9099–9110. doi : 10.1364/OE.389137.

- Lavrukhin, D. V., Yachmenev, A. E., Pavlov, A. Y., Khabibullin, R. A., Goncharov, Y. G., Spektor, I. E., Komandin, G. A., Yurchenko, S. O., Chernomyrdin, N. V., Zaytsev, K. I. & Ponomarev, D. S. (2019). Shaping the spectrum of terahertz photoconductive antenna by frequency-dependent impedance modulation. *Semiconductor Science and Technology*, 34(3), 034005. doi : 10.1088/1361-6641/aaff31.
- Lee, Y.-S. (2009). *Principles of Terahertz Science and Technology*. Springer Science & Business Media.
- Leitenstorfer, A., Moskalenko, A. S., Kampfrath, T., Kono, J., Castro-Camus, E., Peng, K., Qureshi, N., Turchinovich, D., Tanaka, K., Markelz, A., Havenith, M., Hough, C., Joyce, H. J., Padilla, W., Zhou, B., Kim, K.-Y., Zhang, X.-C., Jepsen, P. U., Dhillon, S., Vitiello, M. S., Linfield, E. H., Davies, A. G., Hoffmann, M., Lewis, R., Tonouchi, M., Klarskov, P., Seifert, T., Gerasimenko, Y., Mihailovic, D. D., Huber, R., Boland, J., Mitrofanov, O., Dean, P., Ellison, B., Huggard, P., Rea, S., Walker, C., Leisawitz, D., Gao, J. R., Li, C., Chen, Q., Valusis, G., Wallace, V. P., MacPherson, E., Shang, X., Hesler, J., Ridler, N., Renaud, C., Kallfass, I., Nagatsuma, T., Zeitler, A., Arnone, D., Johnston, M. & Cunningham, J. (2023). The 2023 Terahertz Science and Technology Roadmap. *Journal of Physics D : Applied Physics*. doi : 10.1088/1361-6463/acbe4c.
- Leo. (2022). Optica Publishing Group. Repéré le 2022-12-12 à <https://opg.optica.org/prj/viewmedia.cfm?uri=prj-10-2-340&html=true>.
- Lewis, R. A. (2014). A review of terahertz sources. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 47(37), 374001. doi : 10.1088/0022-3727/47/37/374001.
- Lewis, R. A. (2019). A review of terahertz detectors. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 52(43), 433001. doi : 10.1088/1361-6463/ab31d5.
- Li, C. (2017). Introduction. Dans *Nonlinear Optics* (pp. 1–22). Singapore : Springer Singapore. doi : 10.1007/978-981-10-1488-8_1.
- Lippens, P. E. & Lannoo, M. (1989). Calculation of the band gap for small CdS and ZnS crystallites. *Physical Review B*, 39(15), 10935–10942. doi : 10.1103/PhysRevB.39.10935.
- Liu, L., Zhang, X., Kenney, M., Su, X., Xu, N., Ouyang, C., Shi, Y., Han, J., Zhang, W. & Zhang, S. (2014a). Broadband Metasurfaces with Simultaneous Control of Phase and Amplitude. *Advanced Materials*, 26(29), 5031–5036. doi : 10.1002/adma.201401484.
- Liu, L., Zhang, X., Kenney, M., Su, X., Xu, N., Ouyang, C., Shi, Y., Han, J., Zhang, W. & Zhang, S. (2014b). Broadband metasurfaces with simultaneous control of phase and amplitude. *Advanced Materials (Deerfield Beach, Fla.)*, 26(29), 5031–5036. doi : 10.1002/adma.201401484.

- Liu, T.-A., Tani, M., Nakajima, M., Hangyo, M. & Pan, C.-L. (2003). Ultrabroadband terahertz field detection by photoconductive antennas based on multi-energy arsenic-ion-implanted GaAs and semi-insulating GaAs. *Applied Physics Letters*, 83(7), 1322–1324. doi : 10.1063/1.1604191.
- Liu, X., Qian, L. & Wise, F. (1999). High-energy pulse compression by use of negative phase shifts produced by the cascade $\chi^{(2)} : \chi^{(2)}$ nonlinearity. *Optics Letters*, 24(23), 1777. doi : 10.1364/OL.24.001777.
- Liu, Y., Park, S.-G. & Weiner, A. M. (1996). Enhancement of narrow-band terahertz radiation from photoconducting antennas by optical pulse shaping. *Optics Letters*, 21(21), 1762. doi : 10.1364/OL.21.001762.
- Lorkin, P. A., Stephens, A. D., Beard, M. E., Wrigley, P. F., Adams, L. & Lehmann, H. (1975a). Haemoglobin Rahere (beta Lys-Thr) : A new high affinity haemoglobin associated with decreased 2, 3-diphosphoglycerate binding and relative polycythaemia. *British Medical Journal*, 4(5990), 200–202. doi : 10.1136/bmj.4.5990.200.
- Lorkin, P. A., Stephens, A. D., Beard, M. E., Wrigley, P. F., Adams, L. & Lehmann, H. (1975b). Haemoglobin Rahere (beta Lys-Thr) : A new high affinity haemoglobin associated with decreased 2, 3-diphosphoglycerate binding and relative polycythaemia. *British Medical Journal*, 4(5990), 200–202. doi : 10.1136/bmj.4.5990.200.
- Lu, C.-H., Tsou, Y.-J., Chen, H.-Y., Chen, B.-H., Cheng, Y.-C., Yang, S.-D., Chen, M.-C., Hsu, C.-C. & Kung, A. H. (2014). Generation of intense supercontinuum in condensed media. *Optica*, 1(6), 400. doi : 10.1364/OPTICA.1.000400.
- Luther, G. G., Newell, A. C., Moloney, J. V. & Wright, E. M. (1994). Short-pulse conical emission and spectral broadening in normally dispersive media. *Optics Letters*, 19(11), 789–791. doi : 10.1364/OL.19.000789.
- M, S. (1999). Far infrared properties of electro-optic crystals measured by THz time-domain spectroscopy. *Int. J. Infrared MM Waves*, 20, 595–604. Repéré à <https://cir.nii.ac.jp/crid/1573387451527686784>.
- Maestrini, A., Ward, J. S., Gill, J. J., Lee, C., Thomas, B., Lin, R. H., Chattopadhyay, G. & Mehdi, I. (2010). A Frequency-Multiplied Source With More Than 1 mW of Power Across the 840–900-GHz Band. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 7-2(58), 1925–1932. doi : 10.1109/TMTT.2010.2050171.
- Maiman, T. H. (1960). Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, 187(4736), 493–494. doi : 10.1038/187493a0.

- Maiuri, M., Garavelli, M. & Cerullo, G. (2020). Ultrafast Spectroscopy : State of the Art and Open Challenges. *Journal of the American Chemical Society*, 142(1), 3–15. doi : 10.1021/jacs.9b10533.
- Mak, K. F., Seidel, M., Pronin, O., Frosz, M. H., Abdolvand, A., Pervak, V., Apolonski, A., Krausz, F., Travers, J. C. & Russell, P. S. J. (2015). Compressing J-level pulses from 250 fs to sub-10 fs at 38-MHz repetition rate using two gas-filled hollow-core photonic crystal fiber stages. *Optics Letters*, 40(7), 1238. doi : 10.1364/OL.40.001238.
- Makihara, T., Hayashida, K., Noe Ii, G. T., Li, X., Marquez Peraca, N., Ma, X., Jin, Z., Ren, W., Ma, G., Katayama, I., Takeda, J., Nojiri, H., Turchinovich, D., Cao, S., Bamba, M. & Kono, J. (2021). Ultrastrong magnon–magnon coupling dominated by antiresonant interactions. *Nature Communications*, 12(1), 3115. doi : 10.1038/s41467-021-23159-z.
- Mao, D., Wang, H., Zhang, H., Zeng, C., Du, Y., He, Z., Sun, Z. & Zhao, J. (2021). Synchronized multi-wavelength soliton fiber laser via intracavity group delay modulation. *Nature Communications*, 12(1), 6712. doi : 10.1038/s41467-021-26872-x.
- Marburger, J. H. (1975). Self-focusing : Theory. *Progress in Quantum Electronics*, 4, 35–110. doi : 10.1016/0079-6727(75)90003-8.
- Martinez, O. E. (1986). Grating and prism compressors in the case of finite beam size. *Journal of the Optical Society of America B*, 3(7), 929. doi : 10.1364/JOSAB.3.000929.
- Martins, I. S., Silva, H. F., Lazareva, E. N., Chernomyrdin, N. V., Zaytsev, K. I., Oliveira, L. M. & Tuchin, V. V. (2023). Measurement of tissue optical properties in a wide spectral range : a review [Invited]. *Biomedical Optics Express*, 14(1), 249. doi : 10.1364/BOE.479320.
- Matthäus, G., Schreiber, T., Limpert, J., Nolte, S., Torosyan, G., Beigang, R., Riehemann, S., Notni, G. & Tünnermann, A. (2006). Surface-emitted THz generation using a compact ultrashort pulse fiber amplifier at 1060nm. *Optics Communications*, 261(1), 114–117. doi : 10.1016/j.optcom.2005.11.066.
- Melnikov, A., Razdolski, I., Wehling, T. O., Papaioannou, E. T., Roddatis, V., Fumagalli, P., Aktsipetrov, O., Lichtenstein, A. I. & Bovensiepen, U. (2011). Ultrafast Transport of Laser-Excited Spin-Polarized Carriers in $\text{Au}/\text{Fe}/\text{MgO}(001)$. *Physical Review Letters*, 107(7), 076601. doi : 10.1103/PhysRevLett.107.076601.
- Meyer, F., Hekmat, N., Vogel, T., Omar, A., Mansourzadeh, S., Fobbe, F., Hoffmann, M., Wang, Y. & Saraceno, C. J. (2019). Milliwatt-class broadband THz source driven by a 112 W, sub-100 fs thin-disk laser. *Optics Express*, 27(21), 30340. doi : 10.1364/OE.27.030340.

- Minami, Y., Hayashi, Y., Takeda, J. & Katayama, I. (2013). Single-shot measurement of a terahertz electric-field waveform using a reflective echelon mirror. *Applied Physics Letters*, 103(5), 051103. doi : 10.1063/1.4817011.
- Mittleman, D. M. (2018). Twenty years of terahertz imaging [Invited]. *Optics Express*, 26(8), 9417. doi : 10.1364/OE.26.009417.
- Morgner, U., Kärtner, F. X., Cho, S. H., Chen, Y., Haus, H. A., Fujimoto, J. G., Ippen, E. P., Scheuer, V., Angelow, G. & Tschudi, T. (1999). Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti :sapphire laser. *Optics Letters*, 24(6), 411–413. doi : 10.1364/ol.24.000411.
- Morissette, S. L., Almarsson, O., Peterson, M. L., Remenar, J. F., Read, M. J., Lemmo, A. V., Ellis, S., Cima, M. J. & Gardner, C. R. (2004). High-throughput crystallization : polymorphs, salts, co-crystals and solvates of pharmaceutical solids. *Advanced Drug Delivery Reviews*, 56(3), 275–300. doi : 10.1016/j.addr.2003.10.020.
- Mosley, C. D. W. (2021). High-Field Terahertz Time-Domain Spectroscopy of Single-Walled Carbon Nanotubes and CuO. Dans Mosley, C. D. W. (Éd.), *Enhanced Polarisation Control and Extreme Electric Fields : Advances in Terahertz Spectroscopy Applied to Anisotropic Materials and Magnetic Phase Transitions* (pp. 89–110). Cham : Springer International Publishing. doi : 10.1007/978-3-030-66902-7_5.
- Moulton, P. F. (1986). Spectroscopic and laser characteristics of Ti :Al₂O₃. *J. Opt. Soc. Am. B : Opt. Phys. ; (United States)*, 3 :1. doi : 10.1364/JOSAB.3.000125.
- Murate, K., Roshtkhari, M. J., Ropagnol, X. & Blanchard, F. (2018). Adaptive spatiotemporal optical pulse front tilt using a digital micromirror device and its terahertz application. *Optics Letters*, 43(9), 2090. doi : 10.1364/OL.43.002090.
- Möhl, A. & Fuchs, U. (2016). Exploring the unlimited possibilities of modular aspheric Gauss to top-hat beam shaping. *Advanced Optical Technologies*, 5(3), 201–210. doi : 10.1515/aot-2016-0030.
- Naftaly, M. & Gregory, A. (2021). Terahertz and Microwave Optical Properties of Single-Crystal Quartz and Vitreous Silica and the Behavior of the Boson Peak. *Applied Sciences*, 11(15), 6733. doi : 10.3390/app11156733.
- Nagai, M., Matsubara, E., Ashida, M., Takayanagi, J. & Ohtake, H. (2014). Generation and Detection of THz Pulses With a Bandwidth Extending Beyond 4 THz Using a Subpicosecond Yb-Doped Fiber Laser System. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 4(4), 440–446. doi : 10.1109/TTHZ.2014.2327377.

- Nagatsuma, T., Hirata, A., Royter, Y., Shinagawa, M., Furuta, T., Ishibashi, T. & Ito, H. (2000). A 120-GHz integrated photonic transmitter. *International Topical Meeting on Microwave Photonics MWP 2000 (Cat. No.00EX430)*, pp. 225–228. doi : 10.1109/MWP.2000.889829.
- Nagatsuma, T., Ducournau, G. & Renaud, C. C. (2016). Advances in terahertz communications accelerated by photonics. *Nature Photonics*, 10(6), 371–379. doi : 10.1038/nphoton.2016.65.
- Nahata, A., Weling, A. S. & Heinz, T. F. (1996). A wideband coherent terahertz spectroscopy system using optical rectification and electro-optic sampling. *Applied Physics Letters*, 69(16), 2321–2323. doi : 10.1063/1.117511.
- Nallappan, K., Guerboukha, H., Nerguizian, C. & Skorobogatiy, M. (2018). Live Streaming of Uncompressed HD and 4K Videos Using Terahertz Wireless Links. *IEEE Access*, 6, 58030–58042. doi : 10.1109/ACCESS.2018.2873986.
- Nisoli, M., De Silvestri, S. & Svelto, O. (1996). Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique. *Applied Physics Letters*, 68(20), 2793–2795. doi : 10.1063/1.116609.
- Nkeck, J. E., Ropagnol, X., Nechache, R. & Blanchard, F. (2020). Electro-optical detection of terahertz radiation in a zinc sulphide crystal at a wavelength of 512 nm. *Applied Physics Express*, 13(11), 112007. doi : 10.35848/1882-0786/abc1f8.
- Nkeck, J. E., Guiramand, L., Ropagnol, X. & Blanchard, F. (2021). Broadening, nonlinear filtering, and compression of microjoule energy laser pulses at 1 μm wavelength. *JOSA B*, 38(9), 2715–2720. doi : 10.1364/JOSAB.435905.
- Oden, J. (2015). *Caractérisation optoélectronique large bande de la réponse spectrale de détecteurs d'ondes TéraHertz*. (phdthesis, Université Grenoble Alpes). Repéré à <https://theses.hal.science/tel-01212536>.
- Ofori-Okai, B. K., Sivarajah, P., Ronny Huang, W. & Nelson, K. A. (2016). THz generation using a reflective stair-step echelon. *Optics Express*, 24(5), 5057. doi : 10.1364/OE.24.005057.
- Ohno, S., Hamano, A., Miyamoto, K., Suzuki, C. & Ito, H. (2009). Surface mapping of carrier density in a GaN wafer using a frequency-agile THz source. *Journal of the European Optical Society : Rapid Publications*, 4, 09012. doi : 10.2971/jeos.2009.09012.

- Oliver, D. S., Vohl, P., Aldrich, R. E., Behrndt, M. E., Buchan, W. R., Ellis, R. C., Genthe, J. E., Goff, J. R., Hou, S. L. & McDaniel, G. (1970). IMAGE STORAGE AND OPTICAL READOUT IN A ZnS DEVICE. *Applied Physics Letters*, 17(10), 416–418. doi : 10.1063/1.1653252.
- Ottaviani, C., Woolley, M. J., Erementchouk, M., Federici, J. F., Mazumder, P., Pirandola, S. & Weedbrook, C. (2020). Terahertz Quantum Cryptography. *IEEE Journal on Selected Areas in Communications*, 38(3), 483–495. doi : 10.1109/JSAC.2020.2968973.
- Papaioannou, E. T. & Beigang, R. (2021). THz spintronic emitters : a review on achievements and future challenges. *Nanophotonics*, 10(4), 1243–1257. doi : 10.1515/nanoph-2020-0563.
- Peng, Y., Shi, C., Zhu, Y., Gu, M. & Zhuang, S. (2020). Terahertz spectroscopy in biomedical field : a review on signal-to-noise ratio improvement. *PhotonIX*, 1(1), 12. doi : 10.1186/s43074-020-00011-z.
- Penzkofer, A., Wittmann, M., Bäuml, W. & Petrov, V. (1992). Theoretical analysis of contributions of self-phase modulation and group-velocity dispersion to femtosecond pulse generation in passive mode-locked dye lasers. *Applied Optics*, 31(33), 7067–7082. doi : 10.1364/AO.31.007067.
- Pickwell, E. & Wallace, V. P. (2006). Biomedical applications of terahertz technology. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 39(17), R301–R310. doi : 10.1088/0022-3727/39/17/R01.
- Planken, P. C. M., Nienhuys, H.-K., Bakker, H. J. & Wenckebach, T. (2001). Measurement and calculation of the orientation dependence of terahertz pulse detection in ZnTe. *Journal of the Optical Society of America B*, 18(3), 313. doi : 10.1364/JOSAB.18.000313.
- Polónyi, G., Monoszlai, B., Gäumann, G., Rohwer, E. J., Andriukaitis, G., Balciunas, T., Pugzlys, A., Baltuska, A., Feurer, T., Hebling, J. & Fülöp, J. A. (2016). High-energy terahertz pulses from semiconductors pumped beyond the three-photon absorption edge. *Optics Express*, 24(21), 23872. doi : 10.1364/OE.24.023872.
- Pradarutti, B., Matthäus, G., Riehemann, S., Notni, G., Nolte, S. & Tünnermann, A. (2008). Highly efficient terahertz electro-optic sampling by material optimization at 1060nm. *Optics Communications*, 281(19), 5031–5035. doi : 10.1016/j.optcom.2008.06.055.
- Preu, S., Döhler, G. H., Malzer, S., Wang, L. J. & Gossard, A. C. (2011). Tunable, continuous-wave Terahertz photomixer sources and applications. *Journal of Applied Physics*, 109(6), 061301. doi : 10.1063/1.3552291.

- Pálfalvi, L., Hebling, J., Kuhl, J., Péter, & Polgár, K. (2005). Temperature dependence of the absorption and refraction of Mg-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃ in the THz range. *Journal of Applied Physics*, 97(12), 123505. doi : 10.1063/1.1929859.
- Rams, J., Alcázar-de Velasco, A., Carrascosa, M., Cabrera, J. & Agulló-López, F. (2000). Optical damage inhibition and thresholding effects in lithium niobate above room temperature. *Optics Communications*, 178(1-3), 211–216. doi : 10.1016/S0030-4018(00)00628-3.
- Rapoport, W. R. & Khattak, C. P. (1988). Titanium sapphire laser characteristics. *Applied Optics*, 27(13), 2677. doi : 10.1364/AO.27.002677.
- Rappaport, T. S., Xing, Y., Kanhere, O., Ju, S., Madanayake, A., Mandal, S., Alkhateeb, A. & Trichopoulos, G. C. (2019). Wireless Communications and Applications Above 100 GHz : Opportunities and Challenges for 6G and Beyond. *IEEE Access*, 7, 78729–78757. doi : 10.1109/ACCESS.2019.2921522.
- Ravi, K., Huang, W. R., Carbajo, S., Wu, X. & Kärtner, F. (2014). Limitations to THz generation by optical rectification using tilted pulse fronts. *Optics Express*, 22(17), 20239. doi : 10.1364/OE.22.020239.
- Reimann, K. (2007). Table-top sources of ultrashort THz pulses. *Reports on Progress in Physics*, 70(10), 1597–1632. doi : 10.1088/0034-4885/70/10/R02.
- Rezende, S. M., Azevedo, A. & Rodríguez-Suárez, R. L. (2019). Introduction to antiferromagnetic magnons. *Journal of Applied Physics*, 126(15), 151101. doi : 10.1063/1.5109132.
- Rizal, F. (2023). Comparative Study of Semiconductors for Terahertz Generation by Nonlinear Optical Process : An Overview. doi : 10.48550/ARXIV.2303.05569.
- Rolland, C. & Corkum, P. B. (1988). Compression of high-power optical pulses. *Journal of the Optical Society of America B*, 5(3), 641. doi : 10.1364/JOSAB.5.000641.
- Ropagnol, X., Blanchard, F., Ozaki, T. & Reid, M. (2013). Intense terahertz generation at low frequencies using an interdigitated ZnSe large aperture photoconductive antenna. *Applied Physics Letters*, 103(16), 161108. doi : 10.1063/1.4825165.
- Ropagnol, X., Khorasaninejad, M., Raeiszadeh, M., Safavi-Naeini, S., Bouvier, M., Côté, C. Y., Laramée, A., Reid, M., Gauthier, M. A. & Ozaki, T. (2016). Intense THz Pulses with large ponderomotive potential generated from large aperture photoconductive antennas. *Optics Express*, 24(11), 11299. doi : 10.1364/OE.24.011299.

- Ropagnol, X., Matoba, M., Nneck, J. E., Blanchard, F., Isgandarov, E., Yumoto, J. & Ozaki, T. (2020). Efficient terahertz generation and detection in cadmium telluride using ultrafast ytterbium laser. *Applied Physics Letters*, 117(18), 181101. doi : 10.1063/5.0024112.
- Ropagnol, X., Isgandarov, E., Chai, X., M. Raeis-Zadeh, S., Safavi-Naeini, S., Reid, M., Blanchard, F. & Ozaki, T. (2022). Generation of intense sub-cycle terahertz pulses with variable elliptical polarization. *Applied Physics Letters*, 120(17), 171106. doi : 10.1063/5.0086309.
- Ropagnol, X. (2013). *Développement d'une source de radiation térahertz (THz) intense et mise en forme d'impulsions THz à partir d'une antenne de grande ouverture de ZnSe*. (phd, Université du Québec, Institut national de la recherche scientifique, Québec). Repéré à <https://espace.inrs.ca/id/eprint/2162/>.
- Ropagnol, X., Morandotti, R., Ozaki, T. & Reid, M. (2011). THz pulse shaping and improved optical-to-THz conversion efficiency using a binary phase mask. *Optics Letters*, 36(14), 2662. doi : 10.1364/OL.36.002662.
- Rosker, M. J. & Wallace, H. B. (2007). Imaging Through the Atmosphere at Terahertz Frequencies. *2007 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium*, pp. 773–776. doi : 10.1109/MWSYM.2007.380054.
- Rothhardt, J., Hädrich, S., Delagnes, J., Cormier, E. & Limpert, J. (2017). High Average Power Near-Infrared Few-Cycle Lasers. *Laser & Photonics Reviews*, 11(4), 1700043. doi : 10.1002/lpor.201700043.
- Rovere, A., Jeong, Y.-G., Piccoli, R., Lee, S.-H., Lee, S.-C., Kwon, O.-P., Jazbinsek, M., Morandotti, R. & Razzari, L. (2018). Generation of high-field terahertz pulses in an HMQ-TMS organic crystal pumped by an ytterbium laser at 1030 nm. *Optics Express*, 26(3), 2509. doi : 10.1364/OE.26.002509.
- Sakai, H., Kawase, K. & Murate, K. (2020). Highly sensitive multi-stage terahertz parametric detector. *Optics Letters*, 45(14), 3905. doi : 10.1364/OL.394975.
- Sanyal, B., Bergqvist, L. & Eriksson, O. (2003). Ferromagnetic materials in the zinc-blende structure. *Physical Review B*, 68(5), 054417. doi : 10.1103/PhysRevB.68.054417.
- Sato, M., Higuchi, T., Kanda, N., Konishi, K., Yoshioka, K., Suzuki, T., Misawa, K. & Kuwata-Gonokami, M. (2013). Terahertz polarization pulse shaping with arbitrary field control. *Nature Photonics*, 7(9), 724–731. doi : 10.1038/nphoton.2013.213.

- Schulte, J., Sartorius, T., Weitenberg, J., Vernaleken, A. & Russbueldt, P. (2016). Non-linear pulse compression in a multi-pass cell. *Optics Letters*, 41(19), 4511. doi : 10.1364/OL.41.004511.
- Seidel, M., Brons, J., Arisholm, G., Fritsch, K., Pervak, V. & Pronin, O. (2017). Efficient High-Power Ultrashort Pulse Compression in Self-Defocusing Bulk Media. *Scientific Reports*, 7(1), 1410. doi : 10.1038/s41598-017-01504-x.
- Seifert, T., Jaiswal, S., Martens, U., Hannegan, J., Braun, L., Maldonado, P., Freimuth, F., Kronenberg, A., Henrizi, J., Radu, I., Beaurepaire, E., Mokrousov, Y., Oppeneer, P. M., Jourdan, M., Jakob, G., Turchinovich, D., Hayden, L. M., Wolf, M., Münzenberg, M., Kläui, M. & Kampfrath, T. (2016). Efficient metallic spintronic emitters of ultrabroadband terahertz radiation. *Nature Photonics*, 10(7), 483–488. doi : 10.1038/nphoton.2016.91.
- Seifert, T. S., Cheng, L., Wei, Z., Kampfrath, T. & Qi, J. (2022). Spintronic sources of ultrashort terahertz electromagnetic pulses. *Applied Physics Letters*, 120(18), 180401. doi : 10.1063/5.0080357.
- Shank, C. V. (1975). Physics of dye lasers. *Reviews of Modern Physics*, 47(3), 649–657. doi : 10.1103/RevModPhys.47.649.
- Sharma, D., Gaur, P., Pal Malik, B., Singh, N. & Gaur, A. (2012). Intensity Dependent Nonlinear Absorption in Direct and Indirect Band Gap Crystals under Nano and Picosecond Z-Scan. *Optics and Photonics Journal*, 02(02), 98–104. doi : 10.4236/opj.2012.22013.
- Sharma, G., Razzari, L., Su, F. H., Blanchard, F., Ayesheshim, A., Cocker, T. L., Titova, L. V., Bandulet, H. C., Ozaki, T., Kieffer, J.-C., Morandotti, R., Reid, M. & Hegmann, F. A. (2010). Time-Resolved Terahertz Spectroscopy of Free Carrier Nonlinear Dynamics in Semiconductors. *IEEE Photonics Journal*, 2(4), 578–592. doi : 10.1109/JPHOT.2010.2050873.
- Shen, Y. C., Lo, T., Taday, P. F., Cole, B. E., Tribe, W. R. & Kemp, M. C. (2005). Detection and identification of explosives using terahertz pulsed spectroscopic imaging. *Applied Physics Letters*, 86(24), 241116. doi : 10.1063/1.1946192.
- Shen, Y. & Yang, G.-Z. (2006). Theory of Self-Phase Modulation and Spectral Broadening. Dans Alfano, R. R. (Éd.), *The Supercontinuum Laser Source : Fundamentals with Updated References* (pp. 1–32). New York, NY : Springer. doi : 10.1007/0-387-25097-2_1.
- Shimizu, F. (1967). Frequency Broadening in Liquids by a Short Light Pulse. *Physical Review Letters*, 19(19), 1097–1100. doi : 10.1103/PhysRevLett.19.1097.

- Singh, A., Awari, N., Prabhu, S. S. & Vengurlekar, A. S. (2011). THz from photoconductive antennas using circular and cylindrical Microlens arrays. *2011 International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, pp. 1–2. doi : 10.1109/irmmw-THz.2011.6105223.
- Sirtori, C. (2002). Bridge for the terahertz gap. *Nature*, 417(6885), 132–133. doi : 10.1038/417132b.
- Soileau, M. J. (2008). 40 year retrospective of fundamental mechanisms. 7132, 713201. doi : 10.1117/12.804556. ADS Bibcode : 2008SPIE.7132E..01S.
- Steinmeyer, G., Sutter, D. H., Gallmann, L., Matuschek, N. & Keller, U. (1999). Frontiers in Ultrashort Pulse Generation : Pushing the Limits in Linear and Nonlinear Optics. *Science*, 286(5444), 1507–1512. doi : 10.1126/science.286.5444.1507.
- Strickland, D. & Mourou, G. (1985). Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56(3), 219–221. doi : 10.1016/0030-4018(85)90120-8.
- Stryland, E. W. V., Woodall, M. A., Vanherzeele, H. & Soileau, M. J. (1985). Energy band-gap dependence of two-photon absorption. *Optics Letters*, 10(10), 490–492. doi : 10.1364/OL.10.000490.
- Stummer, V., Flöry, T., Krizsán, G., Polónyi, G., Kaksis, E., Pugžlys, A., Hebling, J., Fülöp, J. A. & Baltuška, A. (2020). Programmable generation of terahertz bursts in chirped-pulse laser amplification. *Optica*, 7(12), 1758. doi : 10.1364/OPTICA.403184.
- Suda, A. & Takeda, T. (2012). Effects of Nonlinear Chirp on the Self-Phase Modulation of Ultrashort Optical Pulses. *Applied Sciences*, 2(2), 549–557. doi : 10.3390/app2020549.
- Sutherland, R. L. (2003). *Handbook of Nonlinear Optics*. CRC Press.
- Takahashi, H., Kawada, Y., Satozono, H., Takahashi, K., Watanabe, K., Inoue, T. & Takahashi, H. (2019). Generation of arbitrarily chirped and CEP-controlled terahertz pulses for dispersion compensation using an optical pulse shaping technique and a fan-out periodically poled crystal. *Optics Express*, 27(18), 25305. doi : 10.1364/OE.27.025305.
- Tian, Q., Xu, H., Wang, Y., Liang, Y., Tan, Y., Ning, X., Yan, L., Du, Y., Li, R., Hua, J., Huang, W. & Tang, C. (2021). Efficient generation of a high-field terahertz pulse train in bulk lithium niobate crystals by optical rectification. *Optics Express*, 29(6), 9624. doi : 10.1364/OE.419709.
- Tonouchi, M. (2007). Cutting-edge terahertz technology. *Nature Photonics*, 1(2), 97–105. doi : 10.1038/nphoton.2007.3.

- Torosyan, G., Keller, S., Scheuer, L., Beigang, R. & Papaioannou, E. T. (2018). Optimized Spintronic Terahertz Emitters Based on Epitaxial Grown Fe/Pt Layer Structures. *Scientific Reports*, 8(1), 1311. doi : 10.1038/s41598-018-19432-9.
- Treharne, R. E., Seymour-Pierce, A., Durose, K., Hutchings, K., Roncallo, S. & Lane, D. (2011). Optical Design and Fabrication of Fully Sputtered CdTe/CdS Solar Cells. *Journal of Physics : Conference Series*, 286(1), 012038. doi : 10.1088/1742-6596/286/1/012038.
- Tóth, G., Pálfalvi, L., Turnár, S., Tibai, Z., Almási, G. & Hebling, J. (2021). Performance comparison of lithium-niobate-based extremely high-field single-cycle terahertz sources [Invited]. *Chinese Optics Letters*, 19(11), 111902. doi : 10.3788/COL202119.111902.
- Upadhyaya, P. C., Nguyen, K. L., Shen, Y. C., Obradovic, J., Fukushige, K., Griffiths, R., Gladden, L. F., Davies, A. G. & Linfield, E. H. (2006). Characterization of Crystalline Phase-Transformations in Theophylline by Time-Domain Terahertz Spectroscopy. *Spectroscopy Letters*, 39(3), 215–224. doi : 10.1080/00387010600636916.
- Vedam, K. & Davis, T. A. (1969). Pressure Dependence of the Refractive Indices of the Hexagonal Crystals Beryl, α -CdS, α -ZnS, and ZnO. *Physical Review*, 181(3), 1196–1201. doi : 10.1103/PhysRev.181.1196.
- Veli, M., Mengu, D., Yardimci, N. T., Luo, Y., Li, J., Rivenson, Y., Jarrahi, M. & Ozcan, A. (2021). Terahertz pulse shaping using diffractive surfaces. *Nature Communications*, 12(1), 37. doi : 10.1038/s41467-020-20268-z.
- Vidal, S., Degert, J., Oberlé, J. & Freysz, E. (2010). Femtosecond optical pulse shaping for tunable terahertz pulse generation. *Journal of the Optical Society of America B*, 27(5), 1044. doi : 10.1364/JOSAB.27.001044.
- Vidal, S. (2009). *Étude théorique et expérimentale de la génération et de la mise en forme d'impulsions térahertz*. (phdthesis, Université Sciences et Technologies - Bordeaux I). Repéré à <https://theses.hal.science/tel-00446512>.
- Wan, M., Healy, J. J. & Sheridan, J. T. (2020). Terahertz phase imaging and biomedical applications. *Optics & Laser Technology*, 122, 105859. doi : 10.1016/j.optlastec.2019.105859.
- Wang, R., Zhu, J., Chang, C., Hou, L., Zhang, Z., Feng, Y., Huang, Y., Shi, W., Wang, S. & Liang, X. (2023). Interdigitated Photoconductive Antenna Pumped by Reconfigurable Structured Light for Terahertz Emission and Modulation. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 1–7. doi : 10.1109/TMTT.2023.3241719.
- Weichert, S. (2017). *Spectral broadening of 25 fs laser pulses via self-phase modulation in a neon filled hollow core fibre* (Rapport n°1435-8085). Germany.

- Weiner, A. M. (2000). Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators. *Review of Scientific Instruments*, 71(5), 1929–1960. doi : 10.1063/1.1150614.
- Weiner, A. M. (2011a). Ultrafast optical pulse shaping : A tutorial review. *Optics Communications*, 284(15), 3669–3692. doi : 10.1016/j.optcom.2011.03.084.
- Weiner, A. M. (2011b). Ultrafast optical pulse shaping : A tutorial review. *Optics Communications*, 284(15), 3669–3692. doi : 10.1016/j.optcom.2011.03.084.
- Weis, R. S. & Gaylord, T. K. (1985). Lithium niobate : Summary of physical properties and crystal structure. *Applied Physics A Solids and Surfaces*, 37(4), 191–203. doi : 10.1007/BF00614817.
- Weiss, C., Torosyan, G., Avetisyan, Y. & Beigang, R. (2001). Generation of tunable narrow-band surface-emitted terahertz radiation in periodically poled lithium niobate. *Optics Letters*, 26(8), 563. doi : 10.1364/OL.26.000563.
- Welch, D. (2000). A brief history of high-power semiconductor lasers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 6(6), 1470–1477. doi : 10.1109/2944.902203.
- Wietzke, S., Jansen, C., Reuter, M., Jung, T., Kraft, D., Chatterjee, S., Fischer, B. & Koch, M. (2011). Terahertz spectroscopy on polymers : A review of morphological studies. *Journal of Molecular Structure*, 1006(1-3), 41–51. doi : 10.1016/j.molstruc.2011.07.036.
- Wu, Q. & Zhang, X.-C. (1997). 7 terahertz broadband GaP electro-optic sensor. *Applied Physics Letters*, 70(14), 1784–1786. doi : 10.1063/1.118691.
- Wu, Q. & Zhang, X. (1995). Free-space electro-optic sampling of terahertz beams. *Applied Physics Letters*, 67(24), 3523–3525. doi : 10.1063/1.114909.
- Wu, Q. & Zhang, X. (1996). Ultrafast electro-optic field sensors. *Applied Physics Letters*, 68(12), 1604–1606. doi : 10.1063/1.115665.
- Wynne, K., Reid, G. D. & Hochstrasser, R. M. (1994). Regenerative amplification of 30-fs pulses in Ti :sapphire at 5 kHz. *Optics Letters*, 19(12), 895. doi : 10.1364/OL.19.000895.
- Xie, X. (2006). Optica Publishing Group. Repéré le 2023-03-16 à https://opg.optica.org/view_article.cfm?pdfKey=f9b9d759-2215-4519-bf98f0d682307c17_88909.
- Xu, R., Gao, S., Izquierdo, B. S., Gu, C., Reynaert, P., Standaert, A., Gibbons, G. J., Bosch, W., Gadringer, M. E. & Li, D. (2020). A review of broadband low-cost and high-gain low-terahertz antennas for wireless communications applications. *IEEE Access*, 8, 57615–57629. doi : 10.1109/access.2020.2981393.

- Yan, P., Wang, X., Li, D., Huang, Y., Sun, J., Xiao, Q. & Gong, M. (2017). High-power 1018 nm ytterbium-doped fiber laser with output of 805 W. *Optics Letters*, 42(7), 1193. doi : 10.1364/OL.42.001193.
- Yin, L. & Agrawal, G. P. (2007). Impact of two-photon absorption on self-phase modulation in silicon waveguides. *Optics Letters*, 32(14), 2031. Répéré à https://www.academia.edu/10846602/Impact_of_two_photon_absorption_on_self_phase_modulation_in_silicon_waveguides.
- Yongqian Liu, Sang-Gyu Park & Weiner, A. (1996). Terahertz waveform synthesis via optical pulse shaping. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2(3), 709–719. doi : 10.1109/2944.571771.
- Zhang, J., Hong, Y., Braunstein, S. & Shore, K. (2004). Terahertz pulse generation and detection with LT-GaAs photoconductive antenna. *IEE Proceedings - Optoelectronics*, 151(2), 98. doi : 10.1049/ip-opt:20040113.
- Zhang, X.-C. & Xu, J. (2010). *Introduction to THz Wave Photonics*. Boston, MA : Springer US. doi : 10.1007/978-1-4419-0978-7.
- Zhang, Y., Li, K. & Zhao, H. (2021). Intense terahertz radiation : generation and application. *Frontiers of Optoelectronics*, 14(1), 4–36. doi : 10.1007/s12200-020-1052-9.
- Zhao, J., Dai, J., Braverman, B., Zhang, X.-C. & Boyd, R. W. (2021). Compressive ultrafast pulse measurement via time-domain single-pixel imaging. *Optica*, 8(9), 1176. doi : 10.1364/OPTICA.431455.
- Zhao, Z., Chen, Z. & Shi, W. (2014). An investigation of terahertz response in monocrystalline 6H-SiC for electro-optic sampling. *Japanese Journal of Applied Physics*, 53(2), 022601. doi : 10.7567/JJAP.53.022601.
- Zhong, S. (2019). Progress in terahertz nondestructive testing : A review. *Frontiers of Mechanical Engineering*, 14(3), 273–281. doi : 10.1007/s11465-018-0495-9.