

Développement d'un émetteur-récepteur térahertz (THz)
ultra-compact pour des applications d'imagerie en réflexion

par

Gabriel GANDUBERT

MÉMOIRE PRÉSENTÉ À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
COMME EXIGENCE PARTIELLE À L'OBTENTION DE LA MAÎTRISE
AVEC MÉMOIRE EN GÉNIE ÉLECTRIQUE

M. Sc. A.

MONTRÉAL, LE 15 AOÛT 2024

ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
UNIVERSITÉ DU QUÉBEC



Gabriel Gandubert, 2024



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

CE MÉMOIRE A ÉTÉ ÉVALUÉ

PAR UN JURY COMPOSÉ DE:

M. François Blanchard, directeur de mémoire
Département de génie électrique à l'École de technologie supérieure

M. Robert Haustler, président du jury
Département de génie de la construction à l'École de technologie supérieure

M. Richard Al-Hadi, membre du jury
Département de génie électrique à l'École de technologie supérieure

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

LE 8 AOÛT 2024

À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE

AVANT-PROPOS

En 1960, le développement du premier laser par Theodore Maiman était considéré comme une solution qui cherche un problème. Aujourd’hui, les lasers peuvent être considérés comme l’une des contributions les plus importantes pour le développement technologique, faisant encore aujourd’hui une grande partie des recherches digne de plusieurs prix Nobel. La photonique et les technologies quantiques sont considérées comme des outils qui pavent le futur de la technologie des communications plus sécuritaires et des systèmes d’imagerie qui complémentent les récents développements de l’intelligence artificielle.

Tout chercheur en physique appliquée qui tente d’expliquer le but de son projet de recherche se retrouve souvent dans la même position précaire de Maiman, avec une solution à un problème parfois inconnue. C’est pourquoi la transmission des connaissances et de la recherche dans les milieux universitaires est un travail difficile, mais qui peut changer le monde d’une façon inattendue. La rédaction d’un rapport de recherche peut contenir cette information qui, selon la pertinence du contenu, peut finir dans l’oubli sur une étagère ou dans un outil indispensable du quotidien.

Ce travail ardu est possible en grande partie avec le support financier du gouvernement pour la recherche ou de l’investissement privé pour le développement. Pour reprendre l’exemple du laser, il fallut près de 50 ans après la découverte de l’émission stimulée par Albert Einstein avant le développement du premier laser, en raison des tourments de l’époque et de la crise financière qui suivit. Dans le cadre de ce projet, je me considère chanceux de pouvoir profiter du financement de deux grandes institutions canadiennes, et ce, directement après une crise historique.

Tout au long de ma maîtrise, ma contribution scientifique s’est étendue plus loin que ce projet. J’ai eu la chance de contribuer à la recherche de mes pairs dans mon centre de recherche, de participer à des conférences, et de voyager pour apprendre différentes approches de recherche sur les ondes térahertz. Cette expérience m’a permis d’élargir mes horizons et ma compréhension des phénomènes de mon sujet de recherche bien plus que de rester dans un laboratoire pendant deux ans. Ces expériences font maintenant partie de mon expertise pour ma carrière à venir.

REMERCIEMENTS

J'aimerais d'abord remercier mon directeur de recherche François Blanchard pour l'idée initiale du projet, ses judicieux conseils, l'orientation du projet, son expertise et son temps précieux au laboratoire. Son style de supervision unique et son encouragement de nous dépassé ont été fortement appréciés pendant toutes ces années. Dans la même idée, je tiens à remercier Xavier Ropagnol pour tous nos échanges d'idées sur ce projet, ses conseils, et sa collaboration au projet. Sans eux, ce projet n'aurait probablement pas avancé aussi rapidement ou débloqué au moment où j'en avais le plus besoin. Je tiens également à remercier le Professeur Denis Morris pour sa collaboration au projet de recherche depuis le début du mémoire.

Je tiens à remercier tous les membres de mon centre de recherche pour leur support moral et leur collaboration tout au long de mes études. J'aimerais remercier particulièrement les vétérans du laboratoire Joel Édouard Nkeck et Léo Guiramand pour leur aide au tout début de ma recherche et dans mes expériences au laboratoire.

Je tiens également à remercier le Conseil de recherches en sciences naturelles et en génie du Canada (CRSNG) et les Fonds de recherche du Québec en Nature et Technologie (FRQNT) pour le support financier tout au long de mon mémoire. Leurs subventions font toute la différence entre des études captivantes et complètes ou des études stressantes et déchirées entre travail et recherche. J'aimerais également remercier Mitacs, l'ambassade du Canada au Japon, et la société japonaise pour la promotion de la science (JSPS) pour le financement de mon expérience internationale. Cette opportunité de partager la recherche avec le monde ouvre des horizons hors du commun pour la continuité de mes études et mes relations internationales. Pour cette expérience, je remercie également Kosuke Murate pour l'accueil à l'Université de Nagoya et le support pendant ma recherche au Japon.

Je remercie également les membres du jury de prendre le temps de lire ce mémoire afin de donner une valeur méritée à ce projet. Bien que ce document ne porte l'accent que sur les résultats portant sur le projet de recherche, il ne reflète pas l'ensemble des efforts, des erreurs, et des nuits blanches passées sur ce projet. J'espère que les membres du jury pourront apprécier l'ensemble

des résultats présentés malgré les nombreuses pages manquantes d'efforts sur différents projets permettant d'atteindre les accomplissements de ce mémoire.

Finalement, j'aimerais remercier ma famille et mes amis qui m'ont supporté et encouragé tout au long de cette aventure. Je tiens particulièrement à remercier mon frère qui m'a hébergé pendant toute la durée de mes études.

Développement d'un émetteur-récepteur térahertz (THz) ultra-compact pour des applications d'imagerie en réflexion

Gabriel GANDUBERT

RÉSUMÉ

La bande de fréquence entre 0.1 THz et 10 THz nommée térahertz (THz) est une bande de fréquences électromagnétiques situées à la frontière des micro-ondes et les infrarouges. Ces ondes sont devenues un domaine important de recherche et développement industriel depuis plus d'une vingtaine d'années en raison des propriétés uniques de ces ondes pour l'imagerie, la spectroscopie et la communication. Afin de pousser le développement de ces ondes pour des applications industrielles, le développement des sources intenses plus efficaces, des capteurs plus sensibles et des systèmes compacts est nécessaire pour l'intégration de cette technologie.

Ce travail vise à développer un nouveau système compacte pour l'imagerie en réflexion de la surface d'un échantillon. Le système développé propose un montage d'un émetteur métallique ultramince sur un détecteur utilisé précédemment pour des applications de microscopie THz. Le système émetteur/détecteur compact proposé permet de réduire la complexité de montage et de mesure pour des échantillons aux surfaces amorphes et opaques aux ondes THz.

Le document commence par une revue de la littérature du domaine de recherche des ondes THz. Une revue des techniques de génération et de détection les plus utilisées sont présentées et comparée en termes d'efficacité et d'applications. La revue couvre ensuite les montages et outils nécessaires pour la détection de ces ondes. Finalement, cette section présente l'état de l'art de l'imagerie THz utilisant les différents émetteurs et détecteurs présentés.

La seconde section du document présente les méthodes de fabrication et les montages optiques nécessaires pour le développement du système. Les différentes étapes de conception du système sont présentées ainsi que différents tests de génération et de détection du système en comparaison avec des méthodes connues de la littérature. Une section supplémentaire sur le développement d'un système d'électroaimants est présentée pour la modulation de l'émetteur THz du système émetteur/détecteur.

Les résultats des différentes expériences et une discussion des résultats sont présentés dans la troisième section du document. Cette section reprend les mêmes étapes que la section précédente pour développer et évaluer le fonctionnement du nouveau système.

Une quatrième section est ajoutée, présentant l'article soumis pour publication après le développement du système émetteur/détecteur. Cet article présente deux nouvelles méthodes afin d'optimiser la génération d'un émetteur spintronique THz. Les méthodes présentées reposent sur la relaxation thermique de l'émetteur afin d'augmenter la limite de génération de celui-ci.

Finalement, le mémoire se termine par un chapitre de conclusion des résultats des expériences conduits. Une recommandation d'améliorations du système et certaines perspectives de continuités du projet sont également présentées.

Mots-clés: terahertz, microscopie, imagerie, optique, spintronique, source, détection

Development of an ultra-compact terahertz transceiver for Reflection imaging applications

Gabriel GANDUBERT

ABSTRACT

The frequency band between 0.1 THz and 10 THz named terahertz (THz) is an electromagnetic frequency band between the microwaves and infrared bands. Those waves became an important research and development field for twenty years because of its unique properties for imaging, spectroscopy and communication. To push the development of those waves for industrial applications, the development of more intense sources, sensitive detectors and compact systems allowing the integration of this technology is required.

This work aims at the development of a new compact system for reflective imaging of the surface of a sample. The developed system proposes a setup made of an ultra-thin emitter on a previously developed detector for THz microscopy applications. The proposed compact emitter/detector system allows to reduce the complexity of the setup required for amorphous samples.

The document begins with a literature review of the THz research field. A review of the common generation and detection methods are presented and compared in terms of efficiency and applications. The review then covers the necessary setups and tools used for the detection of those waves. Finally, this section presents the state of the art of THz imaging using the different emitters and detectors presented previously.

The second section of the document presents the manufacturing methods and the different optical setups of the new emitter/detector system. The different conception steps are presented as well as different generations and detection tests compared with known methods of the literature. A supplementary section was added to present the development of an electromagnet for the modulation of the THz emitter of the system.

The results of the different experiments and a discussion of those results are presented in the third section of the document. This section covers the same steps as the previous section to develop and evaluate the behaviour of the new system.

A fourth section was added to present an article submitted for publication after the development of the emitter/detector system. This article presents two new methods to optimize the generation of a spintronic THz emitter. Those presented methods rely on the thermal relaxation of the emitter in order to increase its saturation limit.

Finally, the memoir ends with a conclusion chapter of the different results and experiments conducted. Some recommendations of improvement of the system and perspectives of continuity of the project are also presented.

Keywords: terahertz, microscopy, imaging, optics, spintronic, source, detection

TABLE DES MATIÈRES

	Page
INTRODUCTION	1
0.1 Les ondes térahertz	1
0.2 Applications des ondes térahertz	2
0.3 Limitations des ondes térahertz	4
0.4 Organisation du mémoire	5
CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE	9
1.1 Optique non linéaire	9
1.2 Émetteurs d'impulsions THz	10
1.2.1 Rectification Optique	11
1.2.2 Antennes Photoconductrices	14
1.2.3 Émetteurs Spintroniques Térahertz (STE)	16
1.2.3.1 Introduction aux spins et courant de spin	17
1.2.3.2 Histoire de l'art et phénomène de génération d'ondes THz par émetteurs spintroniques	18
1.3 DéTECTEURS d'impulsions THz	23
1.3.1 DéTECTION électro-optique	24
1.3.2 DéTECTION par antennes photoconductrices	27
1.3.3 Échantillonnage du couple Zeeman	29
1.4 Techniques de déTECTION térahertz dans le domaine temporel (THz-TD)	30
1.4.1 Concepts de base de déTECTION dans le domaine temporel	31
1.4.2 RéDUCTION de bruit pour le THz-TD	32
1.5 Techniques d'imAGERIE THz	34
1.5.1 Techniques modernes	35
1.5.1.1 ImAGERIE par caméra THz	36
1.5.1.2 Balayage de trame	39
1.5.1.3 DéTECTION compressée	40
1.5.2 MicroscopIE et ImAGERIE en Champ Proche	42
1.5.3 MéTHODES éMETTEUR-RÉCEPTEUR THz compact	44
CHAPITRE 2 CONCEPTION D'UN ÉMETTEUR/RÉCEPTEUR THz POUR L'IMAGERIE EN CHAMP PROCHE	47
2.1 Description du système monolithique de l'émetteur/déTECTEUR	47
2.1.1 Préparation des échantillons et déTECTION de la biréfringence	49
2.1.2 DéPOSITION du spintronique	50
2.1.3 DéTECTION de la structure de maille de l'émetteur spintronique	51
2.1.4 Test d'impédANCE du film spintronique	52
2.2 Montages de déTECTION de différents émetteurs THz	52
2.2.1 Montage de déTECTION de différents émetteurs THz par PCA	54
2.2.2 Optimisation de l'orientation du détECTEUR EO	56

2.2.3	Montage de détection de différents émetteurs THz par méthode EO	57
2.2.4	Détection d'émission d'un cristal de CdTe	58
2.2.5	Détection d'émission du spintronique de référence	59
2.2.6	Détection du spintronique monté sur l'émetteur/détecteur	59
2.3	Description de la modulation de l'émetteur/détecteur	59
2.3.1	Modulation magnétique d'un émetteur spintronique	60
2.3.1.1	Fabrication et caractérisation des electroaimants	60
2.3.1.2	Circuit oscillatoire de l'electroaimant	62
2.3.1.3	Source d'alimentation de l'electroaimant	63
2.3.2	Modulation magnétique et optique	64
2.4	Montage et détection THz du système émetteur/détecteur	64
CHAPITRE 3 RÉSULTATS ÉMETTEUR/DÉTECTEUR		67
3.1	Conception du système	67
3.1.1	Résultats de détection de la structure cristallographique par rayon X du STE	67
3.1.2	Résultats du test d'impédance du film spintronique	67
3.2	Résultats de détection avec PCA	68
3.2.1	Détection des ondes THz générés par un cristal de CdTe	69
3.2.2	Détection des ondes THz générés par le spintronique de référence	70
3.2.3	Détection des ondes THz générés par le système émetteur/détecteur	71
3.3	Résultats de détection par cristal EO dans la couche mince de LN	75
3.3.1	Optimisation de l'orientation du cristal	75
3.3.2	Détection du CdTe	77
3.3.3	Détection du spintronique de référence	78
3.4	Fabrication d'electroaimants pour modulation d'un émetteur spintronique	79
3.4.1	Réponse en fréquence des electroaimants	80
3.4.2	Limite de courant pour inversion de spin	82
3.4.3	Modulation d'un émetteur spintronique	83
3.5	Résultats de l'émetteur-détecteur	84
3.5.1	Optimisation du signal détecté	86
3.5.2	Détection par l'émetteur-détecteur	90
CHAPITRE 4 SPATIAL AND TEMPORAL THERMAL MANAGEMENT OF A SPINTRONIC TERAHERTZ EMITTER		93
4.1	Abstract	93
4.2	Article	93
CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS		105
5.1	Conclusion	105
5.2	Recommandations pour la continuation de la recherche	106
5.2.1	Conception d'une nouvelle version de l'émetteur/détecteur	106
5.2.2	Tests et applications d'imagerie avec l'émetteur/détecteur	107

ANNEXE I	CODE MATLAB POUR LA RÉPONSE EN FRÉQUENCE DES ÉLECTROAIMANTS	109
BIBLIOGRAPHIE	111	

LISTE DES TABLEAUX

	Page	
Tableau 1.1	Table des cristaux EO pour la détection THz (optique à 800 nm). Adapté de (1) Mukhopadhyay, (2018, p. 17), (2) Ropagnol et al., (2020, p. 117), et (3) Pradarutti et al., (2008, p. 5033)	27

LISTE DES FIGURES

	Page	
Figure 0.1	Spectre électromagnétique	1
Figure 1.1	Représentation de l'angle de Tcherenkov pour la RO	13
Figure 1.2	Schéma de génération par rectification optique	14
Figure 1.3	Schéma de génération par antenne photoconductrice	15
Figure 1.4	Spectre de génération d'un émetteur spintronique triple couches	18
Figure 1.5	Schéma de génération par émetteur spintronique double couche	20
Figure 1.6	Schéma de génération par émetteur spintronique triple couche	22
Figure 1.7	Schéma de détection électro-optique	25
Figure 1.8	Schéma de détection par antennes photoconductrices	28
Figure 1.9	Schéma de détection par couple Zeeman	30
Figure 1.10	Schéma de montage optique THz-TD général	32
Figure 1.11	Schéma de montage optique THz-TD général avec réduction de bruit	33
Figure 1.12	Diagramme de Venne des méthodes d'imagerie THz	36
Figure 1.13	Exemple d'images THz selon différentes méthodes d'acquisition	38
Figure 1.14	Schéma d'un montage de balayage de trame pour l'imagerie THz	40
Figure 1.15	Schéma de montage pour l'imagerie compressé THz	41
Figure 1.16	Exemple de microscopie THz en champ proche	43
Figure 1.17	Système d'imagerie magnéto-optique	45
Figure 2.1	Système d'imagerie microscopique en transmission	47
Figure 2.2	Système d'imagerie microscopique en réflexion	49
Figure 2.3	Montage de détection de l'orientation des échantillons	49
Figure 2.4	Montage de détection des émetteurs par PCA	55

Figure 2.5	Montage de détection de l'orientation du détecteur EO	56
Figure 2.6	Montage de détection des émetteurs par un cristal EO	58
Figure 2.7	Schéma des électroaimants et du circuit électrique du test en fréquence des électroaimants	61
Figure 2.8	Schéma du circuit électrique des électroaimants	63
Figure 2.9	Montage optique de l'émetteur/détecteur	65
Figure 3.1	Détection DRX du spintronique	68
Figure 3.2	Test en fréquence de conductivité de l'émetteur spintronique	69
Figure 3.3	Réponse temporelle du cristal de CdTe par détecteur PCA	70
Figure 3.4	Réponse temporelle du spintronique de référence par détecteur PCA	71
Figure 3.5	Réponse temporelle du système émetteur/détecteur pompé par le substrat et le STE	72
Figure 3.6	Réponse temporelle du système émetteur/détecteur par détecteur PCA	74
Figure 3.7	Réponse temporelle du système émetteur/détecteur par détecteur PCA avec pompe modulée à 25%	75
Figure 3.8	Détection de l'orientation optimale du cristal de détection EO compact	76
Figure 3.9	Détection de signal THz d'un cristal de CdTe par le détecteur compact	77
Figure 3.10	Détection de signal THz du STE de référence par le détecteur compact	78
Figure 3.11	Réponse en fréquence des deux bobines de l'électroaimant pour la modulation du STE	80
Figure 3.12	Simulation Matlab de la réponse en fréquence du circuit oscillateur	81
Figure 3.13	Réponse du STE à différents courants de l'électroaimant	83
Figure 3.14	Réponse du STE à différentes fréquences de modulation de l'électroaimant	84

Figure 3.15	Réponse du système émetteur/détecteur à différentes puissances du laser pompe	87
Figure 3.16	Réponse du système émetteur/détecteur à différentes puissances et cycle de travail du laser pompe	88
Figure 3.17	Réponse du système émetteur/détecteur à la fréquence de modulation de la pompe et au voltage d'alimentation des électroaimants	89
Figure 3.18	Première détection optimale du système émetteur-détecteur dans le domaine temporel et fréquentiel	90
Figure 3.19	Première détection en réflexion d'un échantillon dans le domaine temporel	91
Figure 4.1	Experimental setup of the system	96
Figure 4.2	Spot size images and profile	98
Figure 4.3	Power scaling on the spintronic emitter	99
Figure 4.4	Results of spatial distribution of the pump on a STE	100
Figure 4.5	THz peak-to-peak intensity for temporal distribution of the pump power on the STE	104

LISTE DES ABRÉVIATIONS, SIGLES ET ACRONYMES

AC	Courant Alternatif (<i>Alternative Current</i>)
B	Bore (<i>Boron</i>)
BS	Séparateur de faisceau (<i>Beam splitter</i>)
CdTe	Tellurure de Cadmium (<i>Cadmium Telluride</i>)
Co	Cobalt
DRX	Diffractomètre par Rayon X
EO(s)	Electro-Optique (détection) (<i>Electro-optic (sampling)</i>)
Fe	Fer
FFT	Transformée de Fourier rapide (<i>Fast Fourier Transform</i>)
FM	Ferromagnétique (<i>Ferromagnetic</i>)
FTIR	Spectroscopie infrarouge par transformée de Fourier (<i>Fourier Transform Infrared spectroscopy</i>)
GaAs	Arséniure de gallium (<i>Gallium Arsenide</i>)
IPA	Alcool isopropylique (<i>Isopropyl Alcohol</i>)
IR	Infrarouge (<i>Infrared</i>)
ISHE	Effet spin Hall inverse (<i>Inverse Spin Hall Effect</i>)
LN	Niobate de lithium (<i>Lithium niobate</i> ou $LiNbO_3$)
LT-GaAs	Arséniure de gallium à basse température (<i>Low temperature gallium arsenide</i>)
NM	Non ferromagnétique
OR	Rectification optique (<i>Optical Rectification</i>)
PBS	Séparateur de faisceau polarisé (<i>Polarized Beam splitter</i>)
PCA	Antenne photoconductrice (<i>Photoconductive Antenna</i>)
Pt	Platine (<i>Platinum</i>)

SCCM	Centimètre cube par minute standard (<i>Standard Cubic Centimeters per Minute</i> ou cm^3/min)
STE	Émetteur spintronique térahertz (<i>Spintronic Terahertz Emitter</i>)
TDS	Spectroscopie dans le domaine temporel (<i>Time Domain Spectroscopy</i>)
THz	Térahertz (<i>Terahertz</i>)
W	Tungstène (<i>Tungsten</i>)
ZnTe	Tellurure de Zinc (<i>Zinc telluride</i>)

LISTE DES SYMBOLES ET UNITÉS DE MESURE

A	Ampères (unité d'intensité de courant électrique)
\vec{B}	Vecteur de champ magnétique (Tesla ou T)
c	Vitesse de la lumière (3×10^8 m/s)
C	Condensateur (F)
cm	Centimètres ($10^{-2}m$)
d	Distance (m)
E	Champ électrique (V)
F	Farad (unité de capacité électrique)
fc	Fréquence de coupure (Hz)
fs	Femtoseconde ($10^{-15}s$)
GHz	Gigahertz
H	Henry (unité d'inductance)
Hz	Hertz (unité de fréquence)
J_c	Courant de charge de surface (A/m^2)
J_s	Courant de spin de surface (A/m^2)
kHz	Kilohertz
L	Inductance (H)
n	Nombre de porteur de charges
nm	Nanomètres ($10^{-9}m$)
mH	Millihenry
MHz	Mégahertz
P	Polarisation
ps	Picoseconde ($10^{-12}s$)

R	Résistance (Ω)
s	Facteur d'atténuation (m^{-1})
t	Temps (s)
THz	Terahertz ($10^{12} Hz$)
u.a.	Unités arbitraires (valeur relative sans unité)
V	Volt (différence de potentiel ou tension électrique)
W	Watt (J/s)
$\frac{\partial}{\partial t}$	Dérivée partielle dans le temps
χ	Susceptibilité électrique
ϵ_0	Permittivité du vide ($8.854 \times 10^{-12} \frac{C^2}{N \times m^2}$)
γ	Angle spin Hall (radian)
λ	Longueur d'onde (m)
μF	Microfarad
μm	Micromètre ($10^{-6} m$)
σ	Conductivité ($\frac{1}{\Omega \times m}$)

INTRODUCTION

0.1 Les ondes térahertz

La bande de fréquence entre 0.1 THz et 10 THz nommée térahertz (THz) est une bande de fréquences électromagnétiques situées à la frontière des micro-ondes et les infrarouges autrefois appelée le « gap » térahertz (Leitenstorfer *et al.*, 2023; Dhillon *et al.*, 2017; Jepsen, Cooke & Koch, 2011). Certains chercheurs de la communauté THz définissent plutôt la limite à 30 THz en raison d'une délimitation arbitraire des THz dans le passé. Pour mieux situer la région des ondes THz dans le spectre électromagnétique, une représentation des régions du spectre environnant cette région d'intérêt est présentée sur la figure 0.1.

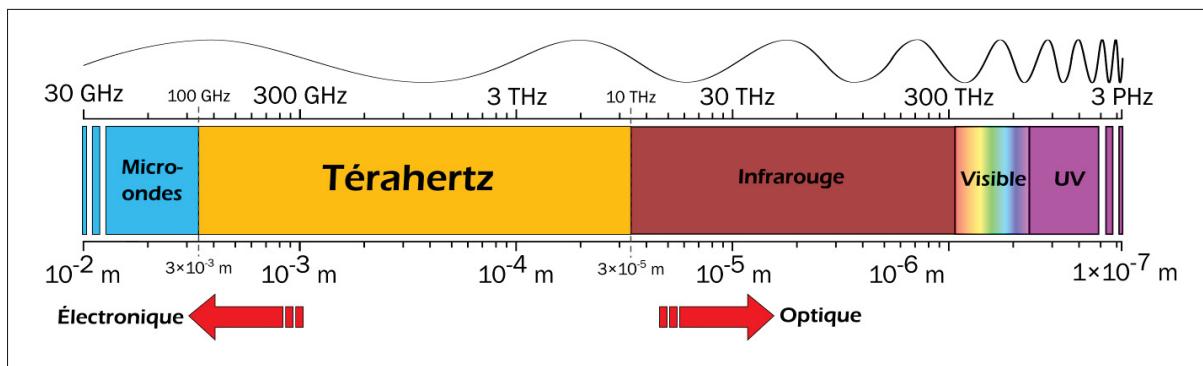


Figure 0.1 Localisation des ondes THz dans le spectre électromagnétique

La raison du « gap » de cette bande de fréquence était la difficulté de générer ces ondes qui sont situées exactement entre la limite des émetteurs électroniques (micro-ondes), produite par une modulation de champ électrique sur une antenne ou autre circuit électrique, et les émetteurs optiques produits par la résonance d'atomes ou de molécules. L'intérêt de ces ondes provient de plusieurs avantages en comparaison aux fréquences adjacentes (Leitenstorfer *et al.*, 2023), tels que :

- La transmission des ondes dans les matériaux opaques, permettant de traverser ou caractériser ces matériaux. À l'exception des liquides et des métaux, les ondes THz ont une très bonne transmission dans les matériaux tel que les semi-conducteurs, les céramiques, le plastique, le carton, le bois, etc.
- L'énergie des photons THz (de l'ordre des meV) est trop faible pour être nocive à la santé humaine ou biologique. Les ondes non ionisantes permettraient des applications médicales ou en biologie sans risque en comparaison aux rayons X.
- La limite de diffraction des ondes THz permet de produire des images relativement résolues (0.3 mm à 1 THz) en comparaison avec les micro-ondes (plusieurs mm ou cm selon la fréquence).
- La détection du champ électrique des impulsions THz avec une résolution de l'ordre des femtosecondes (fs) par détection pompe-sonde optique, permettant d'étudier des phénomènes ultrarapides et les transformations de l'onde après l'interaction avec un échantillon.
- La plupart des molécules présentent une résonance caractéristique dans la bande THz. Cette résonance unique permet d'identifier très spécifiquement la matière exposée aux ondes THz.

L'ensemble de ces propriétés sont particulièrement utiles pour la caractérisation d'échantillon par interaction THz et matière et pour l'imagerie. Pour tirer avantage de ces propriétés uniques en comparaison aux ondes adjacentes du spectre électromagnétique, plusieurs domaines d'applications sont étudiés dans la plage de fréquences THz.

0.2 Applications des ondes térahertz

Depuis plus de 30 ans, la génération d'ondes THz permet de profiter de ces ondes pour une large variété d'applications, dont l'application phare : la spectroscopie (Jepsen *et al.*, 2011). Cette méthode de mesure est largement utilisée comme outil de contrôle de qualité, étant donné que de nombreuses molécules ont une fréquence de résonance dans la bande THz et que ces ondes

peuvent traverser la plupart des échantillons dépourvus d'eau. Un premier exemple est le domaine pharmaceutique pour le contrôle de l'intégrité et de la performance des médicaments en capsules ou tablettes (Romero-Torres, Pérez-Ramos, Morris & Grant, 2005). Ce type d'application permet d'augmenter la fiabilité des médicaments produits et leur durée de vie sur les étagères.

Bien que des techniques de mesures telles que la spectroscopie par transformée de Fourier infrarouges (FTIR) permet de détecter les différentes résonances des matériaux à la même fréquence, la détection ultrarapide des ondes THz permet de récupérer le retard de phase de l'onde traversant l'échantillon et les phénomènes ultrarapides lors de l'interaction. Un exemple de cet avantage est la détection de plusieurs couches de matériaux différents dans un contexte industriel. Une étude de ce type a été produite pour la détection de différentes impuretés dans du chocolat emballé, (Zappia, Scapaticci, Ruello, Crocco & Catapano, 2023). Un autre exemple est la détection de différentes couches de peinture par imagerie temporelle THz afin de détecter une seconde peinture sous la première (Koch-Dandolo, Filtenborg, Fukunaga, Skou-Hansen & Jepsen, 2015).

Les ondes THz sont aussi utiles pour des applications de sécurité par imagerie THz. Étant donné que ces ondes ont moins de réflexion diffuse que les ondes optiques sur les parois rugueuses, les murs d'un établissement peuvent être utilisés comme des miroirs THz de faible efficacité. Une démonstration de l'utilisation d'imagerie THz permet d'utiliser les murs d'un établissement comme des miroirs pour identifier un danger potentiel à distance (Cui & Trichopoulos, 2024).

Un autre domaine en plein essor pour le THz est la communication sans fil THz. En raison du développement des réseaux de communications à l'échelle mondiale, l'augmentation de la bande passante des réseaux sans fil devra s'étendre au-delà de la 6G, nécessitant un réseau de communication par ondes THz (Leitenstorfer *et al.*, 2023; Petrov, Jornet & Singh, 2023). Un exemple de ces développements est la création de trains d'impulsions THz pour l'encodage d'information à très haut débit (Nkeck *et al.*, 2022).

Une large variété d'autres applications existent, tel qu'en contrôle de qualité industrielle (Wang, Hameed, Xie & Ying, 2020; Zhuldybina *et al.*, 2019), l'imagerie médicale (Amini, Jahangiri, Ameri & Hemmatian, 2021; Nikitkina *et al.*, 2021), la détection d'explosifs (Yin, Tang & Tong, 2016), et bien d'autres (Pawar, Sonawane, Erande & Derle, 2013).

0.3 Limitations des ondes térahertz

Bien que ces ondes aient une large variété d'applications, l'adoption de ces solutions est ralentie par les limites intrinsèques à cette bande de fréquence. Comme présenté précédemment, les THz sont situés à la limite entre les méthodes électriques et optiques de génération, rendant leur émission complexe pour des applications à grande échelle.

Les sources générées optiquement sont les plus intéressantes en raison du potentiel de détection ultrarapide de l'impulsion et deviennent de plus en plus puissantes à température ambiante. Cependant, même les meilleures sources de génération à température ambiante n'offrent que 1% d'efficacité de conversion d'une pompe optique à THz (Guiramand, Nkeck, Ropagnol, Ozaki & Blanchard, 2022), sans compter que le laser lui-même n'est pas très efficace du point de vue de la conversion de puissance pour des lasers impulsifs.

Une fois l'onde générée, une autre limite directement rencontrée est les molécules d'eau présentes dans l'air. Puisque les ondes THz sont fortement atténuées par l'eau, la variation d'humidité dans l'air affecte directement la lecture du signal THz. Il est possible de réduire cet effet avec de l'air sec, ou en conservant un niveau d'humidité constant, mais ces solutions sont plus coûteuses.

Après une source déjà faible et une forte absorption de l'air, un autre critère limitant leurs utilisations est la taille relativement large du point focal THz. La focalisation du THz en un point le plus petit possible est enviable pour augmenter l'énergie crête de sources intense ou pour augmenter la résolution d'une image THz (Guerboukha, Nallappan & Skorobogatiy, 2018). Puisque les ondes THz ont une longueur d'onde entre 3 mm et 30 μ m, la taille minimale

du point focal est approximativement de la même taille. Il existe de nouvelles méthodes pour augmenter la résolution d'une image THz par l'utilisation de masques actifs (Guerboukha, Cao, Nallappan & Skorobogatiy, 2020), mais ces solutions sont difficiles à implémenter à haute vitesse.

Afin de résoudre la plupart des limitations et développer des solutions à grande échelle, les étapes nécessaires à franchir sont la création de laser de haute puissance compact, la conception de capteurs THz plus sensibles, et le développement de systèmes intégrés THz fonctionnels (Irizawa, Lupi & Marcelli, 2021). Dans le cadre de ce projet de maîtrise, le développement d'une solution pour un capteur plus compacte et plus efficace est exploré.

0.4 Organisation du mémoire

Ce mémoire vise à développer une nouvelle méthode de microscopie THz en champ proche d'un échantillon en réflexion par l'utilisation d'un émetteur-détecteur ultra compact. Ce type de détecteur à pour but final d'évaluer une image de haute résolution THz d'un échantillon en réflexion, facilitant ainsi cette configuration de détection et la résolution des images. Pour atteindre cet objectif, la fabrication du nouveau système est basée sur un détecteur préexistant pour la microscopie THz en transmission avec une nouvelle déposition d'un émetteur spintronique sous forme de couches nanométriques de métal sur la surface du détecteur. Puisque ce type d'émetteur a été développé récemment, une évaluation des performances et des limites de générations ont été étudiées afin de déterminer la configuration optimale de génération de ces ondes. Le détecteur a également été évalué en termes de performance de détection à partir de sources externes avant d'effectuer une émission/détection par le système compact. La rencontre de plusieurs problèmes de détection a guidé cette recherche vers des méthodes alternatives de génération d'ondes avec un émetteur spintronique, menant à une publication de ces résultats.

Le chapitre 2 de ce mémoire présente une revue de littérature des différents outils et méthodes utilisées dans le cadre de cette recherche, afin de situer l'état de l'art de la recherche sur les ondes THz. Ce chapitre commence par une courte introduction à l'optique non linéaire, dont les bases seront utilisées pour introduire les émetteurs et détecteurs THz. Par la suite, une section sur les émetteurs d'impulsions THz introduit trois méthodes utilisées dans le cadre de cette recherche. Les trois méthodes abordées sont les émetteurs par la rectification optique (OR), les antennes photoconductrices (PCA) et les émetteurs spintroniques. Après les émetteurs, trois détecteurs utilisés pour détecter ces ondes de l'ordre de la femtoseconde sont présentés. Ces détecteurs sont les cristaux électro-optiques (EO), les antennes photoconductrices de détection (PCA) et la détection par couple Zeeman (ZT). La section suivante unit les émetteurs et détecteurs avec les techniques de détection optiques, incluant les outils de détection et les étapes d'échantillonnage haute fréquence. La dernière section de ce chapitre présent l'imagerie THz par diverses techniques. Les techniques modernes d'imagerie THz présentés couvrent les caméras THz, le balayage de trame et la détection compressée. Les techniques modernes d'imagerie sont suivies des différentes méthodes de microscopie THz en champ proche, ainsi que les émetteurs-récepteurs THz.

Le chapitre 3 présente la méthodologie utilisée pour obtenir les résultats présentés au chapitre suivant. Ce chapitre couvre d'abord les composants du détecteur et la fabrication et la caractérisation de l'émetteur déposé. Ensuite, une méthodologie pour caractériser l'émetteur spintronique en comparaison avec un émetteur standard. De la même façon, une méthodologie de caractérisation du détecteur du système est conduite pour identifier l'angle idéal de détection selon la polarisation de l'onde THz. Par la suite, différentes méthodes de modulation du signal THz sont présentées afin d'isoler plus efficacement le signal produit par l'émetteur du système. Finalement, la méthodologie et le montage optique de détection de l'émetteur-détecteur complet sont présentés.

Dans le chapitre 4, les résultats de chaque expérience présentée dans le chapitre précédent sont présentés. La comparaison complète avec discussion des résultats est présentée pour chaque section de la méthodologie. Par la suite, en raison des problèmes rencontrés, la lettre publiée sur l'optimisation spatiale en temporelle de génération THz est présenté. Cette publication présente deux pistes de solutions pour augmenter la quantité de signaux détectés lors de la modulation du spintronique.

Enfin, dans le dernier chapitre, une conclusion de l'ensemble des résultats obtenus et les points importants sont présentés. Une courte discussion des résultats et une recommandation pour la suite de la recherche sur ce projet sont présentées.

CHAPITRE 1

REVUE DE LITTÉRATURE

1.1 Optique non linéaire

Ce mémoire présente plusieurs concepts impliquant des phénomènes d'optique non linéaire. Afin de mieux comprendre ces concepts, une brève distinction de l'optique linéaire de l'optique non linéaire et de l'importance de cette distinction pour certains phénomènes sont adressées dans cette section.

Tout d'abord, en optique linéaire, la relation entre le vecteur de polarisation dans le milieu P et le champ électrique incident E d'une onde électromagnétique est défini par :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E} \quad (1.1)$$

Où ϵ_0 représente la permittivité du vide et χ représente la susceptibilité électrique du milieu dans lequel l'onde se propage. La relation entre la polarisation de l'onde et le type de matériel dans lequel il se propage est donc linéairement liée avec son champ électrique. Cependant, certains matériaux établissent une relation non linéaire entre ces deux variables, créant ainsi une relation polynomiale décrite ainsi :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \left[\chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E}^2 + \chi^{(3)} \vec{E}^3 + \dots \right] \quad (1.2)$$

Les différentes valeurs de χ sont caractéristiques du matériel et ne sont généralement visible que pour des valeurs de haute intensité du champ électrique incident en raison de leur valeur très faible. En général, les coefficients de second et troisième ordre ($\chi^{(2)}$ et $\chi^{(3)}$) sont des phénomènes observables en comparaison aux phénomènes d'ordres supérieurs qui sont plus difficilement observables (Iqbal, 2013). Puisque les effets de second ordre sont nécessaires pour la génération et détection d'ondes THz, il est intéressant d'augmenter le champ électrique de l'onde, puisqu'elle induit un effet croissant quadratiquement avec celle-ci. C'est pourquoi la génération d'ondes THz tire avantage des lasers impulsionnels de très courte durée pour

augmenter le plus possible les effets non linéaires de second ordre. Le choix des cristaux permet aussi d'augmenter la limite de dommage du cristal, permettant ainsi d'augmenter la limite d'exploitation de ces effets non linéaires.

1.2 Émetteurs d'impulsions THz

Comme mentionné ci-dessus, les ondes THz font le pont entre les ondes générées électroniquement et les ondes générées en utilisant des méthodes optiques. Bien que ces ondes peuvent être générées naturellement à très faible intensité (à peine détectables) par la radiation de corps noir à une température de plus de 10 K, soit environ -263°C. Ces ondes naturelles ne sont pas cohérentes, et donc difficiles à détecter sans les confondre avec les ondes infrarouges. Pour exploiter cette bande de fréquences, les méthodes artificielles de générations sont les plus efficaces (Pawar *et al.*, 2013). Pour augmenter la quantité d'ondes THz produits, des méthodes directes de génération ont été créées tels que le gyrotron (Sabchevski & Glyavin, 2023), les oscillateurs à ondes rétrogrades (*backward wave oscillator* ou BWO) (San *et al.*, 2018), ou les lasers à électron libre (Kawase *et al.*, 2020). Ces méthodes de générations sont principalement utilisées à des fins de recherche dans de grandes universités ou des centres de recherches gouvernementaux les rendant moins adaptées et trop coûteuses en maintenance pour les utiliser en industrie (Lewis, 2014). C'est pourquoi les solutions présentement en perspectives pour la génération d'ondes THz sont basées sur les émetteurs par méthodes optiques. D'autres avenues potentielles de génération efficace pour des applications industrielles seraient des lasers à cascade quantique (Sterczewski *et al.*, 2020), ou les nouvelles technologies CMOS de génération plus basses fréquences(Naghavi *et al.*, 2019; Preez, Sinha & Sengupta, 2023). Ces outils et applications sortent cependant du spectre de cette étude.

L'émission d'ondes térahertz par des méthodes optiques nécessite un transfert des photons de haute énergie vers des photons de plus basse énergie. Il existe plusieurs approches différentes pour produire ces ondes de différentes caractéristiques, telles que des méthodes paramétriques pour la génération à bande étroite (Murata & Kawase, 2018), ou par plasma pour la génération large bande (Roskos, Thomson, Kreß & Löffler, 2007). Dans le cadre de ce mémoire, trois

méthodes principales utilisant des lasers femtoseconde sont explorées. La première méthode est un transfert produit par des phénomènes optiques non linéaires de second ordre dans des cristaux non centrosymétriques, créant une rectification optique (OR). La seconde méthode est un phénomène linéaire de génération par photocourant dans un semi-conducteur par des antennes photoconductrices (PCA). Finalement, l'émetteur principal de cette étude est l'émetteur spintronique térahertz (STE) basé sur une nouvelle approche tirant avantage de la génération de courants de spin dans une couche mince ferromagnétique. Cette section couvre ces trois types d'émetteurs, leurs fonctionnements, et leurs propriétés.

1.2.1 Rectification Optique

La première génération d'impulsions térahertz a été conduite par rectification optique dans un cristal de niobate de lithium (LiNbO_3 ou LN) en 1971 (Yang, Richards & Shen, 1971). Aujourd'hui, les sources de LN et d'autres types de cristaux sont d'entre les plus puissantes au monde et permettent de produire des sources quasi optimales à près de 400kV/cm (Guiramand *et al.*, 2022) et plus. La largeur de bande de générations par rectification optique peut également être très large, à plus de 50 THz dans certains cas (Kübler, Huber & Leitenstorfer, 2005).

Le phénomène de génération d'ondes THz par rectification optique est un phénomène non linéaire de second ordre (voir la section 1.1) dans des cristaux organiques et inorganiques non centrosymétriques. En introduisant une impulsion laser femtoseconde avec une certaine largeur de bande avec une haute intensité crête, une génération des photons THz est induise, causée par la différence de fréquence (DFG) des différentes fréquences du laser pompe optique, qui est un effet non linéaire de second ordre dans le cristal (Wynne & Carey, 2005). Puisque le cristal est non centrosymétrique, la génération de THz est dépendante de la polarisation induite dans le milieu non linéaire, de sorte que :

$$E_{THz} \propto \frac{\partial^2 P(t)}{\partial t^2} \quad (1.3)$$

Où E_{THz} est le champ électrique THz et $P(t)$ est la polarisation induite par la pompe en fonction du temps dans le cristal non linéaire. Ce changement de polarisation est décrit par :

$$P(t) \propto \chi^2(0; -\omega, \omega) E_{opt}(-\omega) E_{opt}(\omega) \quad (1.4)$$

Où χ^2 est la susceptibilité électrique du cristal et E_{opt} est le champ électrique de la pompe infrarouge (Blanchard *et al.*, 2011b). Ce phénomène de second ordre est également proportionnel à la puissance crête de la pompe optique sans compter la limite de saturation du cristal (Lewis, 2014). Puisque la rectification optique est produite par un effet non linéaire de second ordre (χ^2), la conversion THz augmente de façon quadratique avec le champ électrique de la pompe optique.

Puisque l'émission de radiation THz se fait en tout point dans le cristal, il est possible que la vitesse de propagation des ondes dans le cristal (selon l'indice de groupe) ne soit pas le même pour l'onde THz que pour la pompe optique. Ce type de déphasage n'est pas significatif dans tous les cristaux, tel que le ZnTe avec une pompe de 800 nm, mais est plus prononcé dans d'autres cristaux, tels que le LN. La figure 1.1 représente schématiquement l'impact d'une différence de vitesse de groupe entre les deux impulsions se propageant le long d'un cristal. L'angle de propagation de l'onde THz (θ_{prop}) est déterminé par l'indice de groupe de la pompe infrarouge (IR) et de l'indice de groupe THz :

$$\cos \theta_{prop} = \frac{n_g(\omega_{IR})}{n_g(\omega_{THz})} \quad (1.5)$$

Ce phénomène est souvent contourné en utilisant une pompe optique avec un front d'onde incliné à l'angle de phase pour augmenter l'efficacité de la génération dans le cristal (Hoffmann, Yeh, Hebling & Nelson, 2007; Guiramand *et al.*, 2022). Une autre solution est d'utiliser un cristal relativement mince, permettant de générer une impulsion THz en forme de cône dans la direction de propagation de la pompe optique. La figure 1.2 représente schématiquement la génération THz dans un film mince. Puisque la recherche présenté dans ce mémoire aborde l'imagerie en

champ proche, la solution utilisée implique la présence de film mince de LN, permettant une génération de ce genre.

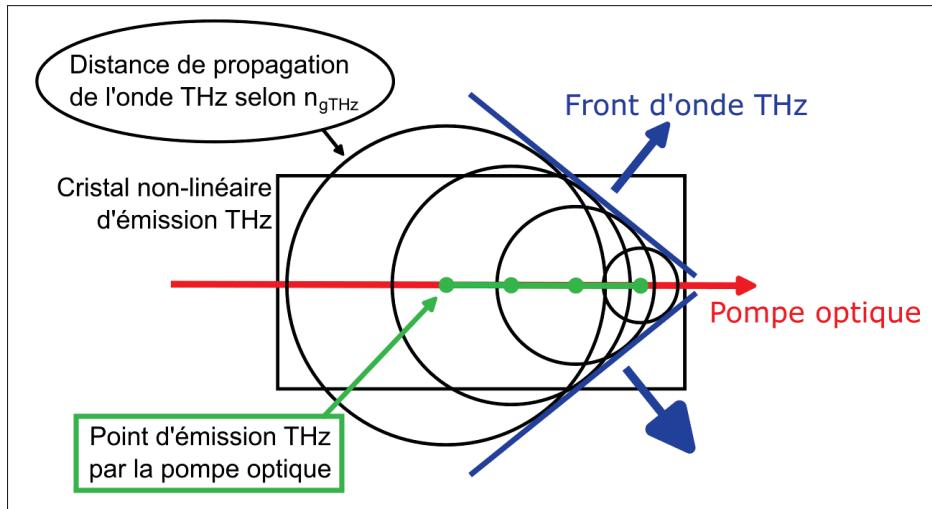


Figure 1.1 La génération de THz se produit en tout point dans le cristal non linéaire dont l'indice de réfraction (vitesse) est différent pour les deux ondes dans un cristal long. L'angle produit est expliqué par cette différence de vitesse

Pour un cristal mince de génération, nous devons considérer sa longueur de cohérence, soit la longueur non critique de génération. La longueur de cohérence est déterminée par :

$$l_{coherent} = \frac{c}{4n_g f_{THz}} \quad (1.6)$$

Où « l » est la longueur de cohérence, « c » la vitesse de la lumière dans le vide, n_g est l'indice de groupe THz dans le cristal et f_{THz} est la fréquence spécifique THz. En considérant un cristal mince de 20 μm , tel qu'utilisé dans ce projet, nous pouvons considérer la différence de propagation dans le cristal comme non-critique à la génération THz. La génération prendra tout de même la forme d'un cône THz à la sortie du cristal pour une pompe optique focalisée. La figure 1.2 représente la génération d'une impulsion THz à la sortie d'une couche mince.

Plusieurs types de cristaux peuvent être utilisés pour produire efficacement des ondes THz par leur large coefficient non linéaire de second ordre, tel que le LN (Guiramand *et al.*, 2022), ZnTe

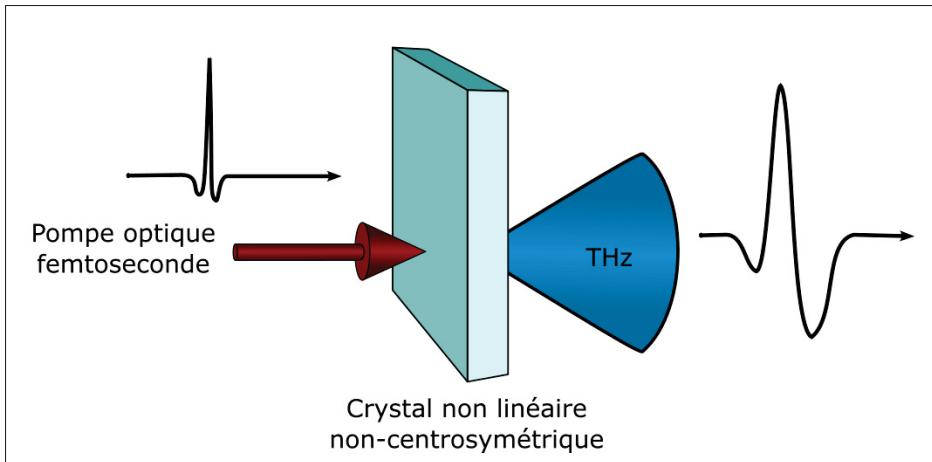


Figure 1.2 Génération d’impulsion THz par rectification optique dans un cristal mince. L’impulsion de pompe ultrarapide interagit avec le cristal ayant une structure de maille non centrosymétrique et un haut coefficient non linéaire de second ordre

(Blanchard *et al.*, 2007), CdTe (Xie, Xu & Zhang, 2006), GaP (Aoki, Savolainen & Havenith, 2017), ZnS (Thamizhmani, Azad, Dai & Zhang, 2005), etc. Il existe aussi des cristaux organiques tels que le DSTMS, DAST, ou OH1 qui peuvent générer des ondes plus efficacement, mais ont une limite de dommage optique plus basse (Vicario *et al.*, 2015). Le choix du cristal dépend aussi de la longueur d’onde utilisée pour générer le THz, puisque l’indice de réfraction peut varier significativement selon la longueur d’onde optique (Xie *et al.*, 2006). Une autre limitation de la génération par OR est liée aux phonons de la structure du cristal, créant des raies d’absorption à différentes fréquences THz selon le type de cristal utilisé. Ces phonons sont caractéristiques du type de cristal utilisé pour la génération.

1.2.2 Antennes Photoconductrices

Les premières antennes photoconductrices (PCA) ont été fabriquées au début des années 1980 et ont apporté une méthode fiable et efficace de génération THz en comparaison à la génération par OR (Auston, Cheung & Smith, 1984; Burford & El-Shenawee, 2017). Leur principe de fonctionnement est basé sur l’excitation de porteurs de charges (paire électron-trou)

dans un matériau semi-conducteur par une impulsion optique femtoseconde. En accélérant ces porteurs de charge par une tension de polarisation (continue ou modulée) entre deux électrodes métalliques adjacentes, une onde THz est générée. Ce voyage des porteurs de charges produit une onde électromagnétique dont la durée est de l'ordre de la picoseconde, créant donc des ondes THz à large bande entre 100 GHz et 7.5 THz (Shen *et al.*, 2004). La figure 1.3 représente schématiquement les différents éléments de la génération par PCA.

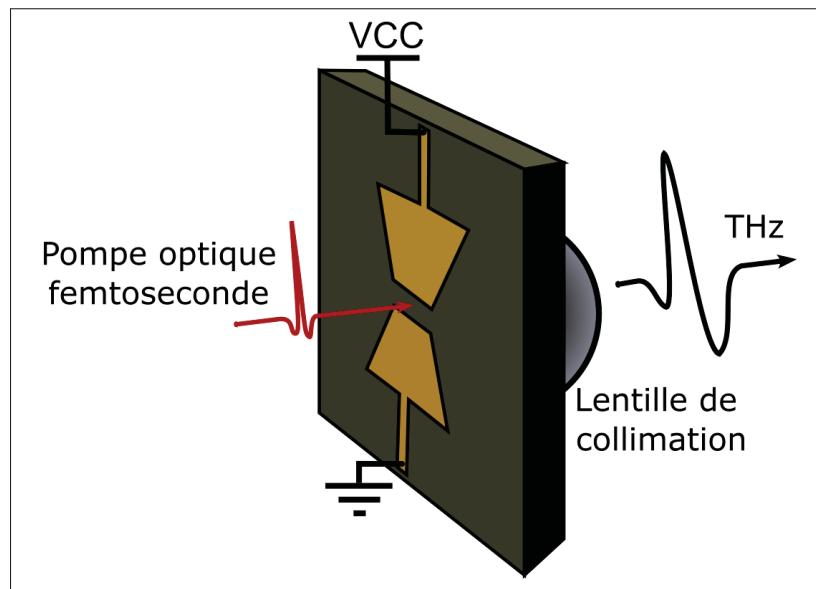


Figure 1.3 Génération d'impulsion THz par antenne photoconductrice. L'impulsion de pompe ultrarapide interagit avec le substrat semi-conducteur pour générer des porteurs de charge qui sont accélérées par un champ électrique continu.

Une lentille THz collimate l'impulsion de sortie

Puisque la quantité totale de mouvement des porteurs de charge dépend de la tension de polarisation (accélération des porteurs) et de la densité des porteurs de charge produite par la pompe optique, la relation entre le champ électrique THz E_{THz} et ces deux paramètres est décrite par :

$$E_{THz}(t) \propto \frac{\partial J_s}{\partial t} \propto E_{pol}(t) \frac{\partial n}{\partial t} \quad (1.7)$$

Où J_s représente à le courant généré sur la surface de l'émetteur, E_{pol} représente la tension de polarisation des électrodes et n représente le nombre de porteurs de charges produites par la pompe optique. Par cette équation, nous pouvons voir que la génération de l'onde est dépendante de la dérivée du courant de surface généré sur l'antenne qui, à son tour, dépend de deux facteurs : la tension de polarisation et le nombre de porteurs de charge excités. Cette équation inclut la relation $E_{pol}(t)$ qui contribue également proportionnellement à la génération THz en fonction du temps. En modulant cette tension, il est possible de moduler directement l'émetteur THz, le rendant plus efficace avec un amplificateur lock-in à plus haute fréquence, tel que décrit dans la section 1.4.2. Un autre avantage de cet émetteur est que le photocourant optiquement induit ne dépend pas de la polarisation du faisceau pompe contrairement à la rectification optique.

Les limites de cette méthode de génération sont principalement liées au courant de surface de l'antenne, le type de semiconducteur utilisé, et la tension de biais de l'antenne (Burford & El-Shenawee, 2017). Une difficulté liée aux PCAs est l'alignement de la pompe qui doit demeurer entre les deux électrodes de l'antenne pour générer efficacement les impulsions THz. Malgré ces limitations, les PCAs permettent de générer un signal avec un excellent taux de conversion de puissance pompe par puissance THz générée avec un bon ratio signal sur bruit. Dans le cadre de cette recherche, les PCAs utilisées sont limitées à 4 THz, mais offre un excellent ratio signal sur bruit pour la génération et sont générées avec un laser oscillateur.

1.2.3 Émetteurs Spintroniques Térahertz (STE)

Les émetteurs spintroniques térahertz (STE) sont une nouvelle méthode pour générer des ondes THz. Ils sont typiquement composés de couches nanométriques d'alliage ferromagnétique et non magnétique qui peuvent produire des ondes THz d'une largeur de bande allant jusqu'à 30 THz de façon continue. L'intensité générée est comparable aux sources OR et PCA (Seifert *et al.*, 2016). Puisque la majorité des expériences de ce mémoire reposent sur cette technique de génération, une attention particulière a été apportée à cette section.

1.2.3.1 Introduction aux spins et courant de spin

Avant d'aborder les émetteurs spintroniques, il faut d'abord clarifier la nature d'un spin et le rôle de celui-ci dans la génération d'impulsions THz. Les spins sont définis comme une propriété quantique, au même niveau que la charge ou la masse d'une particule subatomique, associée au moment angulaire d'un électron (Maekawa, Kikkawa, Chudo, Ieda & Saitoh, 2023). Ce spin a de grandes implications en physique quantique et permet également d'expliquer la magnétisation des matériaux ferromagnétiques (i.e. fer, nickel, et cobalt), ou d'autres applications physiques en lien avec le magnétisme. Le spin a la propriété unique de n'avoir que deux états possibles. Nous ne pouvons donc créer que des spins hauts et des spins bas (dans la littérature : les spins "up" et "down") sans spin intermédiaire entre les deux états.

Certains types d'interactions avec les spins haut et bas permettent de créer des courants de spin, c'est-à-dire un déplacement des spins hauts dans une direction parallèle et opposée aux spins bas, créant un courant de charge nul malgré le déplacement des électrons (Mal'shukov, Tang, Chu & Chao, 2003). Les courants de spin peuvent être créés par plusieurs effets, dont l'effet Spin-Hall qui permet de convertir un courant de charge en courant de spin dans un matériau adjacent. Cette conversion se produit par l'interaction des spins aléatoires du courant de charge avec les orbites des atomes d'un métal lourd (par exemple le platine) pour créer un courant de charge (Zhu, Ralph & Buhrman, 2018). Ces applications sont liées au développement du domaine des spintroniques qui est une nouvelle division partant de l'électronique. Cette nouvelle branche présente de nouvelles applications, telle que l'utilisation des propriétés des courants de spin plutôt que la charge d'un électron pour enregistrer de l'information pour la mémoire ultrarapide (Maekawa *et al.*, 2023). Dans le cadre de la génération d'ondes THz, nous nous concentrerons sur la vitesse de diffusions des courants de spin dans un métal lourd pour l'effet Spin-Hall inverse, permettant la génération de courant de charge dans une couche mince de métal lourd non magnétique.

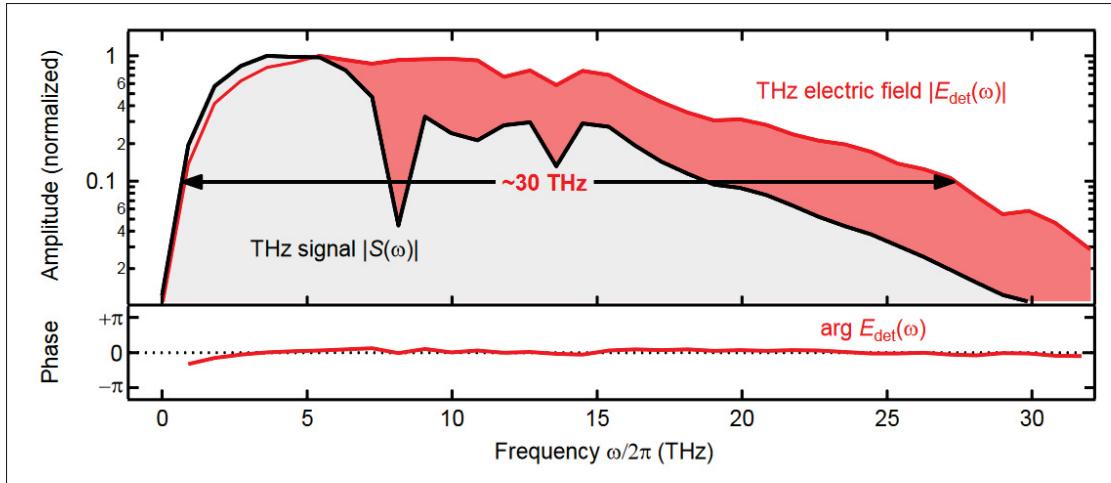


Figure 1.4 Le spectre dans le domaine de Fourier du signal THz $S(t)$ et le spectre de transition du champ électrique THz $E_{\text{det}}(t)$ d'un émetteur spintronique triple couches.

Tirée de Seifert et al. (2016, p. 484)

1.2.3.2 Histoire de l'art et phénomène de génération d'ondes THz par émetteurs spintroniques

Les émetteurs spintroniques est une méthode de génération efficace d'ondes THz, constituées d'un film mince ferromagnétique de quelques nanomètres d'épaisseur, permettant de générer des impulsions très large bande sans coupure dans le spectre de fréquences (Seifert *et al.*, 2016). Les premières recherches qui ont menées à ce type d'émetteur ont commencé en 1996 par la génération d'impulsions THz lors de la démagnétisation ultrarapide d'un film mince ferromagnétique (FM) magnétisé (Beaurepaire, Merle, Daunois & Bigot, 1996). La première version permettant de générer plus efficacement les ondes THz par cette méthode a été d'ajouter une couche mince non magnétique pour augmenter le signal produit en sortie par l'effet Spin-Hall inverse (Kampfrath *et al.*, 2013). Cette première modification a permis de mieux comprendre les phénomènes agissant sur les différents spins dans la couche mince FM. Le principe de la génération d'impulsion THz dans les deux cas est causé par la démagnétisation rapide de la couche mince, créant des magnons et la propagation d'électrons en les excitant par une impulsion optique femtoseconde (Rouzegar *et al.*, 2022). L'impulsion optique créée ainsi un courant de spin dans la couche FM qui se propage jusqu'à l'interface entre la couche FM et la seconde couche

composée d'un métal lourd non magnétique (NM) qui vont traverser l'interface. L'interaction entre les spins entrants et l'orbite des atomes du métal lourd convertissent le courant de spin en un courant de charge le long de l'interface entre la couche FM et NM. Puisque la vitesse de diffusion des électrons est conservée, cet effet permet de créer un microcourant émettant des ondes dans les fréquences THz. En pré-magnétisant la couche ferromagnétique, les spins hauts (ou bas) deviennent majoritaires et permettent un courant de charge supérieur dans la direction des spins (Seifert *et al.*, 2016). Malgré la présence de spin majoritaire, l'effet de la démagnétisation répétée va réduire la proportion de spins majoritaires jusqu'à un point d'équilibre de la surface (Maekawa *et al.*, 2023). Pour augmenter l'efficacité du processus, les spins hauts majoritaires sont augmentés en introduisant un champ magnétique externe \vec{B} constant près de la couche mince, permettant d'exciter plus d'électrons dans la même direction et créant une impulsion THz plus forte. En tournant l'orientation du champ magnétique de 180 degrés, les spins de sens inverse deviennent majoritaire et créent un courant de charge dans le sens inverse, inversant ainsi la polarité de l'impulsion THz (Kong *et al.*, 2019). Les spins sont dispersés dans l'axe perpendiculaire au champ magnétique, contrôlant la polarisation de l'impulsion THz à la sortie. Ce faisant, une rotation du champ magnétique externe \vec{B} selon l'axe de propagation conduit à une rotation proportionnelle de la polarisation du THz généré par le spintronique. Le schéma simple d'un émetteur spintronique à deux couches est présenté sur la figure 1.5.

Dans ce schéma, l'angle Spin-Hall γ correspond à l'efficacité de conversion du courant de spin en courant de charge perpendiculaire au champ magnétique et au courant de spins tels que :

$$\vec{J}_c = \gamma \cdot \vec{J}_s \times \frac{\vec{B}}{|\vec{B}|} \quad (1.8)$$

L'efficacité de génération d'une onde THz par un émetteur spintronique est déterminée par plusieurs paramètres de fabrication, tel que décrit dans la littérature (Torosyan, Keller, Scheuer, Beigang & Papaioannou, 2018). Pour un émetteur spintronique à deux couches, l'efficacité de génération est décrite par :

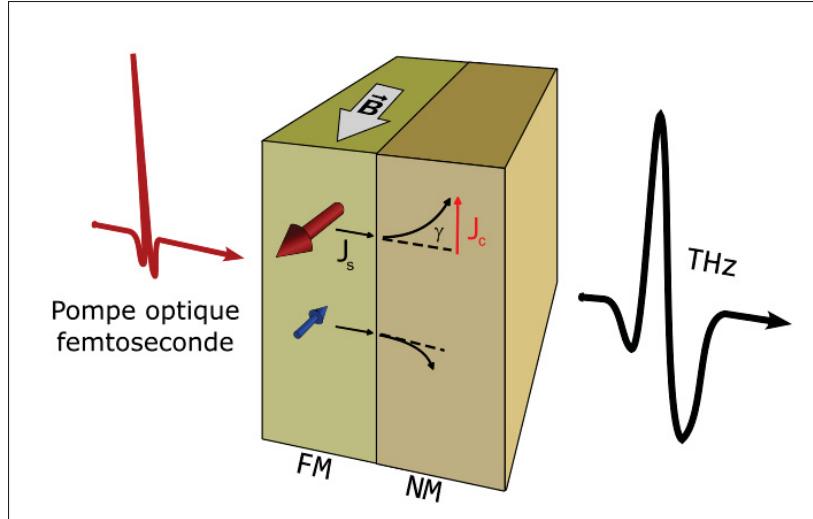


Figure 1.5 La génération d'impulsion THz par un émetteur spintronique est causé par la transition d'un courant de spin dans un métal lourd NM, permettant la création de courant de charge d'une durée subpicoseconde THz

$$E_{THz} \propto \gamma_{SH} \frac{P_{abs}}{d_{FM} + d_{NM}} \cdot \tanh\left(\frac{d_{FM} - d_0}{2\lambda_{pol}}\right) \cdot \frac{1}{n_{air} + n_{sub} + Z_0 \cdot (\sigma_{FM}d_{FM} + \sigma_{NM}d_{NM})} \cdot \tanh\left(\frac{d_{NM}}{2\lambda_{NM}}\right) \cdot e^{-(d_{FM} + d_{NM})/s_{THz}} \quad (1.9)$$

L'équation 1.9 est composée de six termes qui influencent l'amplitude du champ électrique généré par la couche mince métallique. En partant de la gauche, l'angle Spin-Hall (γ_{SH}) dépend de la composition de la couche non magnétique et est proportionnel à la conversion du courant de spin en courant de charge. Le second terme représente la puissance de la pompe optique absorbée par la couche mince, qui est proportionnelle à la puissance optique incidente. L'efficacité de conversion de la puissance optique absorbée est inversement proportionnelle à l'épaisseur du système (somme des épaisseurs des deux couches métalliques d_{FM} et d_{NM}). Le troisième terme représente la proportion du courant de spin atteignant l'interface FM/NM. Si l'épaisseur de la couche FM est inférieure à la limite critique d_0 (variable selon le type de couche FM), il n'y aura aucun courant de spin atteignant l'interface FM/NM. Une épaisseur trop grande sature la

quantité de courant de spin polarisé généré et est limitée par une constante caractéristique λ_{pol} dépendant de la couche FM. Le quatrième terme représente la transmission du courant de spin directement dans la couche NM. L'impédance du vide Z_0 et la conductivité relative des deux couches σ_{FM} et σ_{NM} représente l'effet de déviation du courant de spin selon la résistance à la propagation des électrons. Les indices de réfraction de l'air et du substrat sont également inclus, puisqu'ils ont un effet similaire à l'impédance des couches minces, mais sur le pompage de spin en atteignant la couche mince. Le cinquième terme représente la diffusion des spins dans la couche NM selon la longueur de diffusion limite intrinsèque au matériel NM. Finalement, le dernier terme représente l'atténuation du THz dans les couches minces métalliques où s_{THz} représente l'atténuation inverse efficace du THz dans la couche mince (Torosyan *et al.*, 2018).

Comme mentionné précédemment, l'influence du champ magnétique sur la génération de l'onde THz est également très importante. Lors de la génération THz, le champ magnétique externe doit avoir une intensité minimale pour inverser l'orientation des spin, dépendant de la constitution de l'émetteur (Torosyan *et al.*, 2018; Seifert *et al.*, 2018; Chen *et al.*, 2019; Kong *et al.*, 2019). Cet effet d'hystéresis est important à considérer lors du montage d'un support pour la génération du STE.

L'étude de différents métaux lourds pour déterminer le meilleur angle Spin-Hall a déterminé que le platine était le meilleur candidat. Le tungstène, quant à lui, a un angle Spin-Hall relativement fort de signe inversé à celui du platine, permettant la création d'émetteurs à trois couches (Seifert *et al.*, 2016). L'étude des émetteurs tricouches montre que l'utilisation du tungstène comme troisième couche du spintronique permet d'amplifier l'onde THz produit par la couche mince de platine en utilisant les spins de signe opposés pour la conversion en courant de charge. La raison de cette amplification provient d'une interférence constructive qui opère au sein de cette structure, car l'onde THz qui est générée des deux extrémités ne subira aucune différence de phase due au fait que l'épaisseur totale de l'hétérostructure est négligeable (Torosyan *et al.*, 2018). La génération dans un émetteur spintronique tricouches est présenté sur la figure 1.6.

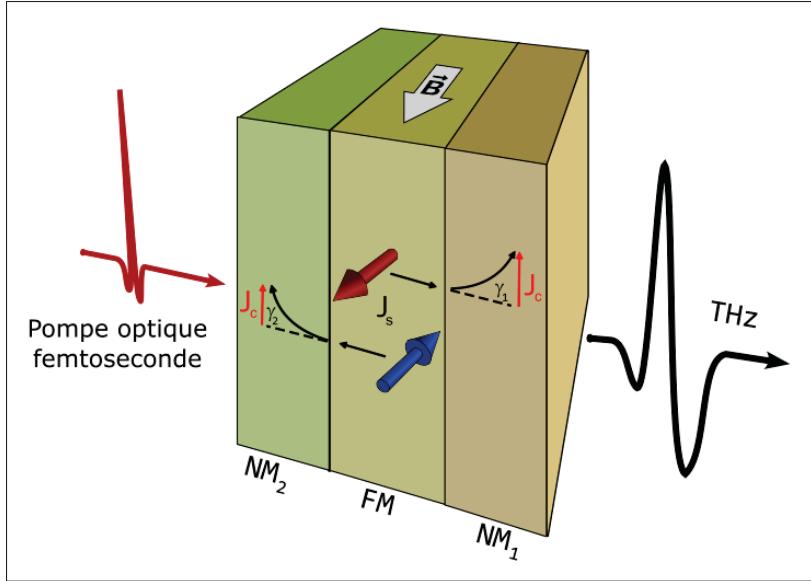


Figure 1.6 La génération de courant de spin dans la couche FM permet de convertir les spins en courant de charge dans chaque couche NM de chaque côté

Les émetteurs spintroniques ont plusieurs avantages en comparaison aux émetteurs par rectification optique ou les PCA. Premièrement, la génération est considérée comme large bande allant de 0.5 THz jusqu'à une limite de 30 THz sans coupure (Seifert *et al.*, 2016). La polarisation de l'onde THz de sortie de l'émetteur est uniquement dépendante de l'orientation du champ magnétique externe, permettant de tourner plus facilement la polarisation que d'utiliser deux polariseurs THz filaire métallique (Kong *et al.*, 2019). Un autre avantage est que la génération de courant de spin peut être générée par la plupart des longueurs d'ondes infrarouges, avec une efficacité maximale autour de 1550 nm (Mag-usara *et al.*, 2022). Pour certaines applications, un avantage de l'émetteur spintronique est qu'il peut agir comme un émetteur 2D pour générer des ondes THz sur l'ensemble de la surface de la couche mince. Cette propriété du STE permet de répartir spatialement la génération THz pour produire une image par détection compressée (*compressive sensing*) ou par imagerie en champ proche (Chen *et al.*, 2020; Okada *et al.*, 2019). Un autre avantage du STE est la modulation magnétique permettant de doubler la puissance de la pompe optique sur l'émetteur et moduler à plus haute fréquence le signal THz à détecter (Jiang *et al.*, 2022; Zagbayou *et al.*, 2023). Finalement, la nature mince et simple du spintronique

permet de déposer les couches minces sur un substrat de forme arbitraire. Un exemple de cette malléabilité est la création d'un mélange entre une antenne photoconductrice et d'un émetteur spintronique permettant de moduler l'amplitude du champ électrique de l'onde THz (Chen *et al.*, 2019).

En revanche, l'émetteur spintronique a quelques désavantages. L'une des principales limites est la saturation et la destruction de l'hétérostructure à haute intensité laser (Kumar *et al.*, 2021). En raison de cette saturation, il n'est pas possible de générer des impulsions THz plus fortes en augmentant la puissance optique, il faut donc trouver de nouvelles méthodes. Bien qu'une génération haute intensité a déjà été publiée avec près de 1.5 MV/cm (Rouzegar *et al.*, 2023), si le substrat ne transfère pas suffisamment la chaleur pour le refroidir efficacement, l'intensité de l'impulsion THz sera limitée par la saturation (Vogel *et al.*, 2022). Une étude plus récente présente également une limite pour les lasers avec une haute cadence de répétition, de telle sorte que la limite de saturation d'un spintronique devient dépendante de l'énergie moyenne, et non de la fluence du laser (Paries *et al.*, 2023b). Cette transition a été identifiée uniquement dans l'étude précédente à un taux de répétition de 4 MHz.

1.3 DéTECTEURS D'IMPULSIONS THz

La détection d'ondes THz est typiquement accomplie dans le domaine temporel, permettant de tracer la forme du champ électrique de l'onde THz détecté. Pour acquérir de façon fiable un signal électrique dans le temps, la fréquence d'échantillonnage doit être au minimum deux fois plus rapide que la plus haute fréquence du signal. Cette limite est stipulée par le théorème d'échantillonnage, aussi connu sous le nom de théorème de Nyquist, et doit être considérée pour la détection d'impulsions ultrarapides.

Dans le cadre de la détection optique d'ondes THz, l'acquisition se fait par interaction lumière-matière au moment du contact d'une impulsion de lumière plutôt que continuellement dans le temps. Afin de détecter les impulsions THz, les détecteurs doivent avoir un temps de réponse très rapide, voire instantanée. Les détecteurs présentés permettent de détecter les ondes THz

lorsque les deux faisceaux interagissent au même moment sur le détecteur, aussi connu comme système pompe-sonde.

Dans cette section, trois types de détecteurs sont présentés : les détecteurs électro-optiques, les antennes photoconductrices et la détection par couple Zeeman. Bien que les deux premiers détecteurs sont bien connus dans la littérature et généralement utilisés pour la détection THz, le dernier effet est bien plus récent et bien moins étudié.

1.3.1 Détection électro-optique

Cette méthode de détection a été démontrée pour la première fois en 1995 dans un cristal de LiTaO_3 pour remplacer les méthodes initiales d'autocorrélation THz avec un interféromètre qui ne permettaient pas de conserver l'information de phase de l'onde THz ou les antennes photoconductrices (Wu & Zhang, 1995). L'utilisation d'un cristal de ZnTe par le même groupe a permis de déterminer que la correspondance de phase (en anglais "*phase matching*") était nécessaire pour obtenir une meilleure signature de l'impulsion THz et un meilleur ratio signale sur bruit (SNR) (Wu & Zhang, 1996).

La détection électro-optique (EO) d'une impulsion THz est basée sur l'effet Pockels dans un cristal EO. L'effet Pockels permet d'induire une biréfringence (indice de réfraction différent selon l'axe du cristal) dans des cristaux non centrosymétriques en appliquant un champ électrique sur celui-ci (Coutaz, 2020). Dans le cas de la détection EO THz, c'est le champ électrique THz qui induit la biréfringence du cristal EO, ce qui induit à son tour un retard de phase temporel de la sonde optique (Jepsen *et al.*, 2011).

Une fois que la biréfringence a été induite par le champ électrique THz au sein du cristal, la polarisation de la sonde change de linéaire à elliptique horaire ou antihoraire. Ce faisant, la simple séparation des composantes de polarisations verticale et horizontale de la sonde optique n'est pas suffisante pour détecter la forme du champ électrique THz. Pour ce faire, nous ajoutons une lame quart d'onde ($\lambda/4$) pour que les polarisations horizontale et verticale soient proportionnels au champ électrique THz (voir figure 1.7) (Bell & Hilke, 2020). Puisque

l'intensité des deux polarisations sont inversement proportionnelle l'une de l'autre, nous pouvons effectuer une détection balancée en soustrayant la mesure d'intensité des deux polarisations ensemble. La séparation des deux polarisations peut se faire par un prisme Wollaston, qui est équivalent à un polariseur séparateur de faisceaux. Par la suite, les deux faisceaux aux deux composantes de polarisations sont détectés par deux photodiodes et démodulés par un amplificateur à verrouillage.

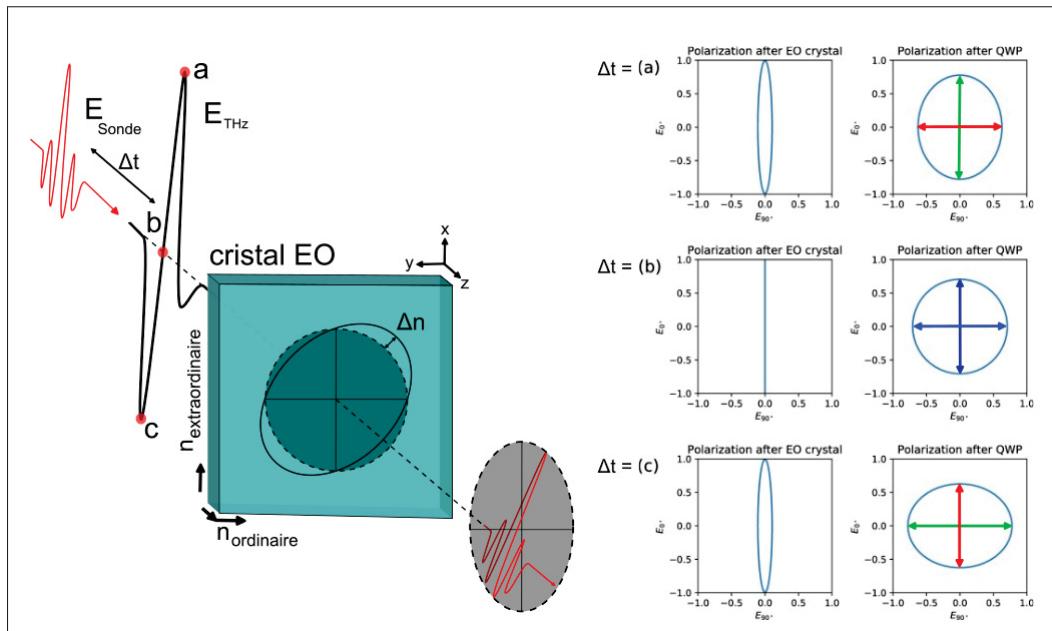


Figure 1.7 Le champ électrique THz induit un changement d'indice de réfraction dans le cristal, déformant la sonde en rotation circulaire horaire et antihoraire.

Adapté de Bell et Hilke, (2020, p. 884)

La détection THz par EO dépend de l'axe du cristal et de l'axe de la polarisation des faisceaux de sonde et THz incidents (Planken, Nienhuys, Bakker & Wenckebach, 2001). Pour modéliser la variation d'indice de réfraction d'un cristal EO, nous utilisons une matrice des coefficients de Pockels, aussi nommées coefficients linéaires électro-optiques. Ces coefficients sont utilisés pour modéliser la réponse au champ électrique du cristal dans toutes les orientations et déterminer l'orientation idéale de la structure cristalline pour détecter le THz (Amirkhan *et al.*, 2019). Par

exemple, un cristal de LN coupé dans l'axe X (plan formé de l'axe ordinaire et extraordinaire du cristal), la matrice de coefficients EO est représentée par :

$$r_{i,j,k} = \begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{42} & 0 & 0 \\ r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (1.10)$$

Le choix du cristal pour la détection électro-optique est très important, car il requiert un coefficient EO élevé et des conditions d'accord de phase à satisfaire. Cet accord de phase dépend de la vitesse de groupe entre l'onde THz et la sonde optique, ce qui n'est pas le cas pour tous les bons cristaux électro-optiques. Le tableau 1.1 présente les caractéristiques de plusieurs cristaux non centrosymétriques utilisées pour la détection et la génération d'ondes THz. À partir de ce tableau, une comparaison entre deux cristaux pour l'efficacité de détection ne se résume pas à la différence de coefficient de Pockels. Par exemple, l'efficacité de détection entre les cristaux de ZnTe et LiNbO₃ est environ 7 fois supérieures en coefficient de Pockels, mais la différence entre l'indice de groupe optique (à 800 nm) et l'indice THz (à 1 THz) est beaucoup plus élevée dans le LN que le ZnTe, permettant une détection efficace sur une plus longue distance dans le cristal. Dans le même cas, certains paramètres qui ne sont pas sur le tableau 1.1 doivent être considérés. Par exemple, le cristal organique DAST serait le plus efficace en termes de coefficient de Pockels, mais les cristaux organiques sont très difficiles à polir ou à rendre parfaitement purs, détruisant par le fait même la polarisation de la sonde. En général, la détection par LN permet la détection d'un signal THz élevé, grâce à son coefficient EO élevé et en dépit d'une épaisseur limitée du aux grandes différences d'indice de réfraction aux longueurs d'onde optiques et THz.

Une des limites de la détection par EO est similaire à ceux de la génération par rectification optique, soit la réponse des phonons dans la bande des fréquences THz caractéristiques du

Tableau 1.1 Table des cristaux EO pour la détection THz (optique à 800 nm).
 Adapté de (1) Mukhopadhyay, (2018, p. 17), (2) Ropagnol et al., (2020, p. 117), et (3) Pradarutti et al., (2008, p. 5033)

Cristal	$r(\text{pm/V})$	$d(\text{pm/V})$	n_{opt}	$n_{\text{opt}}^{\text{gr}}$	$n_{\text{THz}}(1\text{THz})$	$\alpha_{\text{THz}}(\text{cm}^{-1})$
$GaAs^{(1)}$	1.43	65.6	3.68	4.18	3.61	0.5
$GaP^{(1)}$	0.97	24.8	3.18	3.57	3.34	1.9
$ZnTe^{(1)}$	4.04	68.5	2.87	3.31	3.17	1.3
$CdTe^{(2)(3)}$	4.5 ⁽²⁾	81.8 ⁽²⁾	-	3.17 ⁽³⁾	3.20 ⁽³⁾	4.2 ⁽³⁾
$GaSe^{(1)}$	1.7	28.0	2.85	3.13	3.72	0.07
$LiTaO_3^{(1)}$	30.5	161	2.145	2.22	6.42	46
$LiNbO_3^{(1)}$	30.9	168	2.159	2.23	5.16	16
$DAST^{(1)}$	77	618	2.38	3.31	2.4	150

cristal qui engendrent des pics d'absorption à la fréquence des différents phonons, compliquant fortement certaines applications comme la spectroscopie (Seifert *et al.*, 2016). Malgré cette limite de détection de certaines fréquences, la détection par effet Pockels permet une détection THz très large bande en raison de l'interaction instantanée entre les photons THz et les photons optiques. De ce fait, les limites de détection sont principalement liées à la durée d'impulsion du laser, l'absorption THz et l'accord de phase entre les deux ondes. En principe, une impulsion laser inférieure à 100 fs permet de détecter jusqu'à 10 THz, ce qui est le cas dans ce mémoire.

1.3.2 Détection par antennes photoconductrices

La détection THz par antenne photoconductrice découle du même phénomène que la génération THz par ces antennes en produisant un photocourant par l'excitation de porteurs de charges dans un semiconducteur (Sizov, 2010; Burford & El-Shenawee, 2017). À la différence, aucun voltage de biais n'est appliqué aux bornes de l'antenne, les porteurs de charges sont plutôt accélérés par le champ électrique de l'onde THz incident (Shen *et al.*, 2004). Puisqu'il n'y a pas de tension de biais, une excitation par l'onde optique sans présence d'onde THz amène les porteurs de charge à se disperser aléatoirement sur l'antenne jusqu'à leur recombinaison. De la même manière, si

l'onde THz interagit avec l'antenne sans porteurs de charges excitées, aucun courant ne sera généré aux bornes des électrodes. Si le champ électrique THz arrive sur l'antenne lorsque la paire électron-trou est encore excitée, le champ électrique THz va induire un courant aux bornes de l'antenne dans l'orientation du champ électrique THz. En mesurant le courant, qui peut être positif ou négatif selon la polarité du champ électrique THz, nous pouvons tracer la forme du champ électrique en fonction du temps. La figure 1.8 montre l'ensemble des éléments de base de ce détecteur.

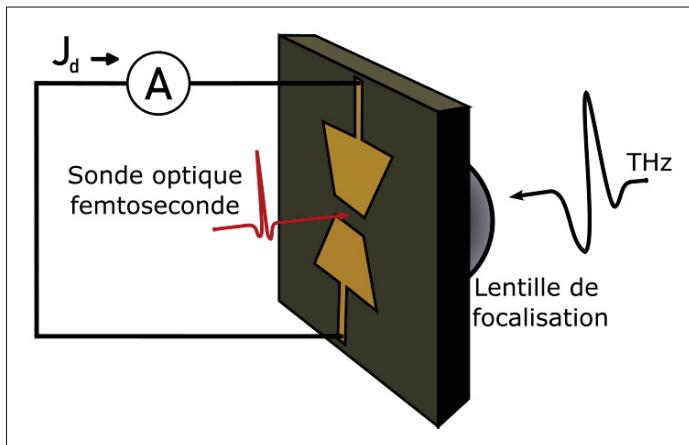


Figure 1.8 La détection par antennes photoconductrices est possible par l'arrivée simultanée de la sonde optique et de l'onde THz

Une limite de ce détecteur pour la détection en haute fréquence est liée au temps de recombinaison des paires électron-trou et la durée de l'impulsion sonde (Piao, Tani & Sakai, 2000). La convolution de la durée de ces deux composantes détermine la limite de détection d'une antenne PCA. Ces limites sont décrites dans l'équation de détection des ondes THz par antennes PCAs :

$$J_d(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} E_d(t)n(t - \tau)dt \quad (1.11)$$

Où $E_d(t)$ représente le champ électrique du THz incident sur la fente entre les deux électrodes de l'antenne, $n(t)$ représente la densité de porteurs de charges en fonction du temps, qui est, à son

tour, dépendant du temps de recombinaison des porteurs de charge et de la durée d’impulsion (Piao *et al.*, 2000).

Le montage optique pour la détection des ondes THz par PCA est relativement simple. En comparaison avec la détection EO, une antenne ne nécessite aucune optique de polarisation, puisque l’excitation des porteurs de charges du semiconducteur ne dépend pas de la polarisation de la sonde. Elle est aussi efficace par l’utilisation d’une lentille de silicium pour fortement focaliser l’onde THz sur l’antenne et d’une lentille optique pour focaliser la sonde sur la jonction de l’antenne. Cette méthode de détection permet donc de détecter le champ électrique d’une onde THz de façon efficace pour un montage optique simple et facilement comparable avec la plupart de la littérature THz.

1.3.3 Échantillonnage du couple Zeeman

Cette méthode de détection a été découverte très récemment en date de la rédaction de ce mémoire. La méthode consiste en une interaction entre un film mince ferromagnétique ayant une magnétisation \vec{M}_0 qui est parallèle au plan du film mince et le champ magnétique de l’onde THz \vec{B} . Cette interaction produit une rotation du moment magnétique dans le matériau ferromagnétique dans la direction de propagation du faisceau, aussi connu comme le couple de Zeeman (en anglais *Zeeman torque* ou T_Z). Ce moment magnétique induit une rotation de la polarisation d’un faisceau sonde par effet de Faraday. La détection de la rotation de la polarisation après le détecteur revient au même montage qu’une détection électro-optique avec une lame quart d’onde, un prisme Wollaston, et des photodiodes. Une seule démonstration de cet effet a été présentée jusqu’à maintenant dans une couche mince de fer de 8 nm d’épaisseur pour des ondes THz d’au moins 100kV/cm (Chekhov *et al.*, 2023). Dans cette étude, la présence d’un champ magnétique alternatif permet d’isoler la variation de polarisation due à l’enveloppe (et non du champ électrique) THz par une détection lock-in. Cet émetteur est le seul ayant une modulation pour la détection lock-in par le détecteur plutôt que l’émetteur.

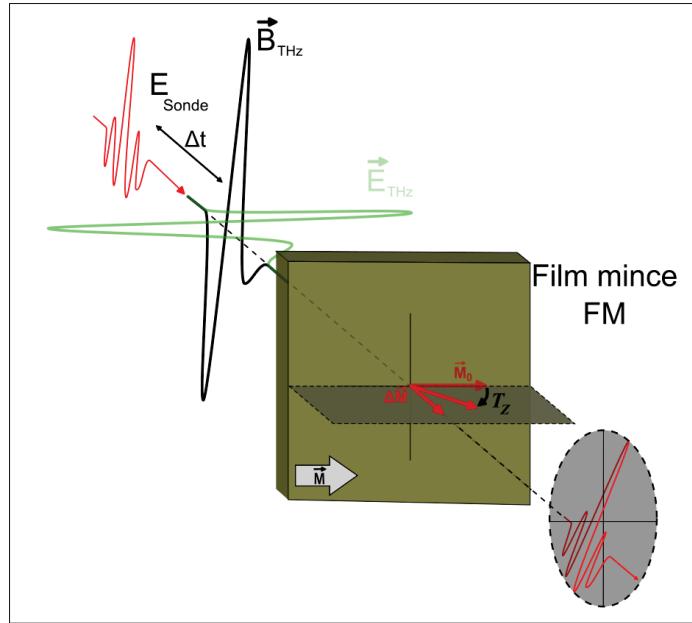


Figure 1.9 La détection par couple Zeeman est causée par une perturbation du champ magnétique \vec{M} par le champ magnétique THz \vec{B}_{THz} . La variation de magnétisme induit un effet Faraday de rotation de la polarisation du faisceau sonde

Dans le cadre de ce mémoire, le projet ne tente pas d'utiliser la détection par couple Zeeman. Cependant, une détection électro-optique ayant une sonde qui passe par un émetteur spintronique a été produite et pourrait potentiellement influencer sur la mesure obtenue, puisque toutes les conditions sont remplies pour la détection d'ondes THz par ce phénomène. La probabilité d'impact sur la mesure est très faible, mais tout de même existante, puisque nous ne connaissons pas entièrement les limites de cette nouvelle méthode.

1.4 Techniques de détection térahertz dans le domaine temporel (THz-TD)

La spectroscopie térahertz dans le domaine temporel (THz-TDS) est une méthode de spectroscopie permettant d'abord de récolter les informations dans le domaine temporel, puis dans le domaine fréquentiel par transformée de Fourier. En comparaison avec les méthodes de FTIR, cette méthode permet de mesurer la fréquence et la phase du champ électrique THz. Bien que la méthode de spectroscopie est relativement standard pour tous les types de détecteurs et

d'émetteurs en utilisant un système pompe-sonde avec un laser femtoseconde, les méthodes de réduction de bruit peuvent varier d'un système à l'autre.

1.4.1 Concepts de base de détection dans le domaine temporel

Les systèmes de détection THz dans le domaine temporel sont composés d'un laser femtoseconde, permettant de produire des impulsions large bande d'une durée de l'ordre de centaines et même de dizaines de femtosecondes (voir section 1.2). En produisant des impulsions térahertz de l'ordre de la picoseconde avec un émetteur, la différence de durée entre les impulsions laser et THz est suffisante pour résoudre la forme de l'impulsion THz en variant le délai temporel entre deux ondes, par le changement de chemin optique de la sonde ou de la pompe (voir section 1.3). La source laser des deux chemins optique, la pompe et la sonde doivent provenir du même système laser afin que les impulsions interagissent de façon synchrone. Pour échantillonner le THz, nous devons effectuer une convolution du signal de détection (probe) avec le signal du térahertz (pompe). Pour ce faire, nous pouvons varier la distance de parcours de la pompe ou de la sonde afin de détecter la forme du champ électrique THz. Cette méthode est présentée schématiquement sur la figure 1.10 et assume les hypothèses suivantes :

- Les impulsions optiques et térahertz sont identiques d'une impulsion à l'autre, autant en phase qu'en amplitude.
- Le détecteur est suffisamment rapide pour détecter l'amplitude du champ électrique térahertz au moment de l'interaction avec la sonde.
- Les pas de la ligne à délais sont suffisamment courts et fiables pour assumer un déplacement égal à chaque pas sans impact sur l'alignement du faisceau.

Évidemment, ces critères ne sont pas respectés parfaitement en laboratoire, et doivent être suffisamment contrôlés pour assurer la fiabilité des données obtenues par cette méthode. En respectant le plus fidèlement possible les conditions, nous sommes en mesure de détecter l'amplitude du champ électrique térahertz avec le détecteur. Il est également possible d'utiliser deux lasers provenant d'oscillateurs différents avec un taux de répétition très proche l'un de l'autre pour accomplir une détection asynchrone (Janke, Först, Nagel, Kurz & Bartels, 2005). La

différence entre deux oscillateurs laser peut être utilisée pour remplacer le délai temporel par un balayage de la différence de fréquence entre les deux oscillateurs.

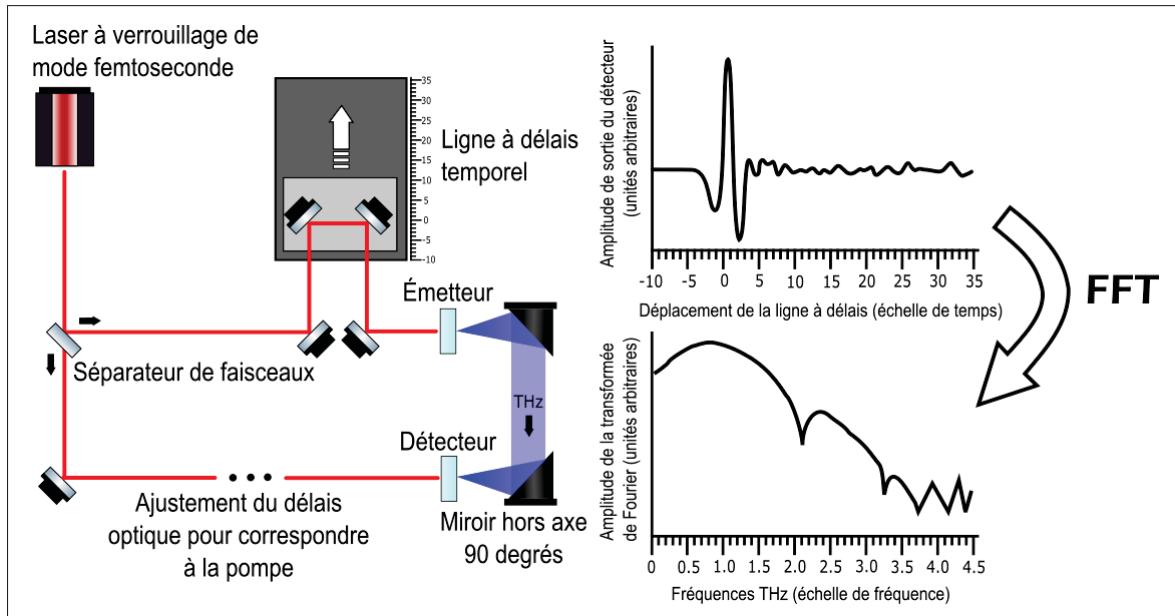


Figure 1.10 Exemple général de montage optique pour une détection pompe-sonde d'un système de détection d'ondes THz dans le domaine temporel (THz-TD)

Cependant, le signal à détecter est souvent trop faible pour le détecteur et est difficilement différentiable du niveau de bruit. Pour récupérer le signal, nous utilisons une méthode de détection permettant de réduire le niveau de bruit et isoler le signal détecté.

1.4.2 Réduction de bruit pour le THz-TD

Pour réduire le niveau de bruit lors de la détection d'impulsions térahertz, nous utilisons généralement un amplificateur à verrouillage de fréquence ou en anglais, "lock-in amplifier". Cet appareil permet d'appliquer un filtre passe-bande à une fréquence de modulation et détecter un signal à une phase précise. En d'autres termes, il effectue un effet similaire à la détection d'un poste radio. Bien qu'il y a plusieurs postes radio qui jouent en même temps, nous filtrons électriquement la fréquence voulue et nous écoutons le signal à cette fréquence uniquement (Meade, 1983). Cette similarité n'englobe pas entièrement les capacités de cet instrument quant

à la détection de changement de phase, la bande passante du filtre et l'amplification de tension ou de courant, mais démontre globalement l'avantage de cette méthode. Puisque la distribution du bruit n'est pas uniforme pour toutes les fréquences, il est préférable de moduler le signal THz à plus haute fréquence pour réduire les bruits de basse fréquence tel que les ondes acoustiques, le signal d'alimentation électrique ambiant, etc. Un exemple de système THz-TDS avec un système de modulation est présenté à la figure 1.11. La modulation du signal peut provenir de l'émetteur lui-même ou de la modulation de la pompe optique.

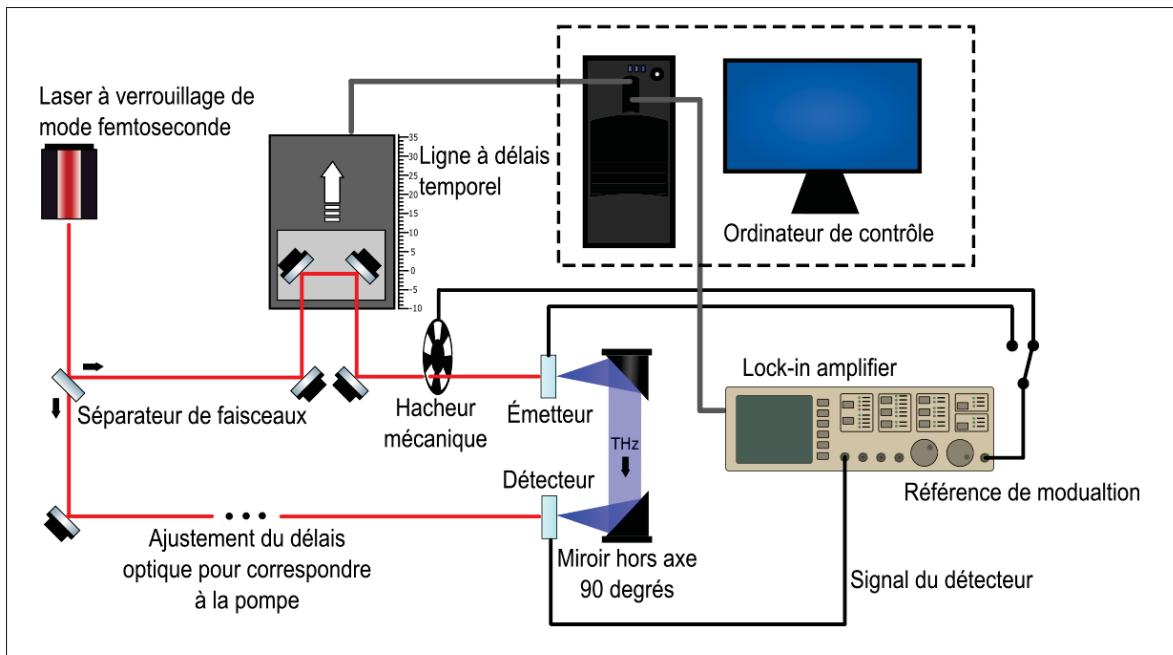


Figure 1.11 Exemple général de montage optique pour une détection pompe-sonde d'un système THz-TDS avec réduction du niveau de bruit

La modulation de la pompe optique est une approche universelle pour tous les émetteurs et détecteurs, permettant de moduler le faisceau laser, mais elle vient avec plusieurs désavantages. Si la lumière provient d'une seule sortie laser, ou si la seconde sortie est non modulable, la modulation optique doit se faire par un hacheur mécanique, permettant de couper à une fréquence précise l'onde optique. L'un des désavantages est la réflexion de la lumière à la fréquence de modulation sur les pales qui peuvent être détectées si la détection n'est pas bien isolée de la pompe. Idéalement, il faudrait hacher directement le faisceau THz. Cependant, il n'est parfois

pas aisé de placer le hachoir entre deux miroirs hors axe au point focal, car la taille du faisceau THz ne permet g  alement pas de le placer dans un faisceau collimaté. Par conséquent, le hachoir est bien souvent placé dans le faisceau optique de pompe. L'autre désavantage est la limite en fréquence d'environ 10 kHz selon les pales de hachoir utilisées, ce qui n'est pas optimal pour réduire le niveau de bruit. En effet, le bruit est approximativement inversement proportionnel à la racine de la fréquence en raison des appareils électroniques ambients (Meade, 1983). En g  ral, une fréquence de modulation plus  lev e  est meilleure tant que la modulation de l'onde ne dépasse pas la fréquence maximale de modulation qui est équivalente à la moitié du taux de répétition du laser.

Selon le type d'émetteur utilisé, il est possible de moduler directement la source d'émission, soit par un signal électrique ou par une modulation magnétique. Ces types de modulations permettent de moduler le signal sans ajouter d'éléments dans le montage optique et, g  ralement, fonctionne à plus haute fréquence. Si le système laser possède deux sorties modulables de façon indépendante, il est aussi possible de moduler directement la sortie du laser. Cette solution n'est cependant pas exploit able pour un laser à sortie unique, puisque la sonde ne doit pas être modul e  à la même fréquence que la détection par amplificateur à verrouillage.

1.5 Techniques d'imagerie THz

Une des applications les plus importantes des technologies THz est l'imagerie THz (Mittleman, 2018). Jusqu'à maintenant, les méthodes de détection d'ondes THz présentés sont composées d'un émetteur et d'un détecteur permettant de g nerer et de détecter en un point. Pour déterminer la signature spectrale d'un échantillon, le détecteur reçoit la transmission ou la réflexion de l'onde THz d'un échantillon et compare les fréquences obtenues avant et après l'ajout de l'échantillon. Cependant, l'échantillon n'est pas toujours uniforme ou homogène et doit être étudié sur toute la dimension spatiale afin de détecter les anomalies. Pour former une image THz, il existe plusieurs techniques modernes qui procurent chacun des avantages et des inconvénients. Parmi elles, il y a notamment les techniques d'imagerie pour la microscopie THz. Celle-ci présente des limites de résolution notamment due aux longueurs d'onde THz contournés par l'imagerie en

champ proche. Cette section présente trois différentes techniques modernes d'imagerie THz, par caméra THz, par balayage de trame, et par détection compressée. Deux autres sections abordent la microscopie THz et les émetteurs-récepteurs pour des applications d'imageries en réflexion d'un échantillon.

1.5.1 Techniques modernes

Les techniques modernes d'imagerie THz se séparent en deux catégories : la détection d'énergie moyenne du THz et la détection dans le domaine temporel sur un plan 2D. La première catégorie utilise des méthodes précédemment développées pour la détection d'infrarouge de plus haute énergie, telles que les capteurs pyroélectriques ou les capteurs bolométriques. Cette approche a l'avantage d'être relativement rapide et permet de créer des matrices de capteurs pour une acquisition de tous les pixels en une mesure, telle une caméra standard pour la lumière visible. Cependant, cette méthode ne permet pas de détecter l'information temporelle comme les détecteurs présentés précédemment, ce qui réduit considérablement la quantité d'information tirée d'une image. Pour récupérer cette information, les images dans le domaine temporel utilisent, dans la plupart des cas, les mêmes émetteurs et détecteurs que ceux présentés dans les sections précédentes avec une manipulation de l'échantillon ou de la pompe optique. Dans ce cas, la difficulté provient de la vitesse d'acquisition d'une image, puisque la détection requiert une analyse temporelle et, parfois, une détection point par point de l'image.

Ces deux méthodes de détections peuvent encore être divisées en deux sections : la détection par un pixel unique et par une matrice 2D de détection. La détection par pixel unique est principalement utilisée pour la détection dans le domaine temporel, mais il existe des méthodes de détection avec un seul capteur bolométrique très sensible pour l'imagerie compressée ou le balayage de trame. Pour augmenter la vitesse d'acquisition, la multiplication du détecteur en une matrice est une solution qui est facilement applicable aux méthodes de détection d'énergie, mais peut aussi être utilisée par les méthodes temporelles. Pour toutes ces méthodes, l'objectif principal est d'augmenter la qualité de l'image, augmenter la quantité d'information détectée et augmenter la vitesse d'acquisition de l'image. La plupart des méthodes existantes tirent leurs

avantages soit en vitesse d'acquisition, soit en quantité d'information détectée (Guerboukha *et al.*, 2018). La subdivision de toutes ces catégories est présentée sur la figure 1.12.

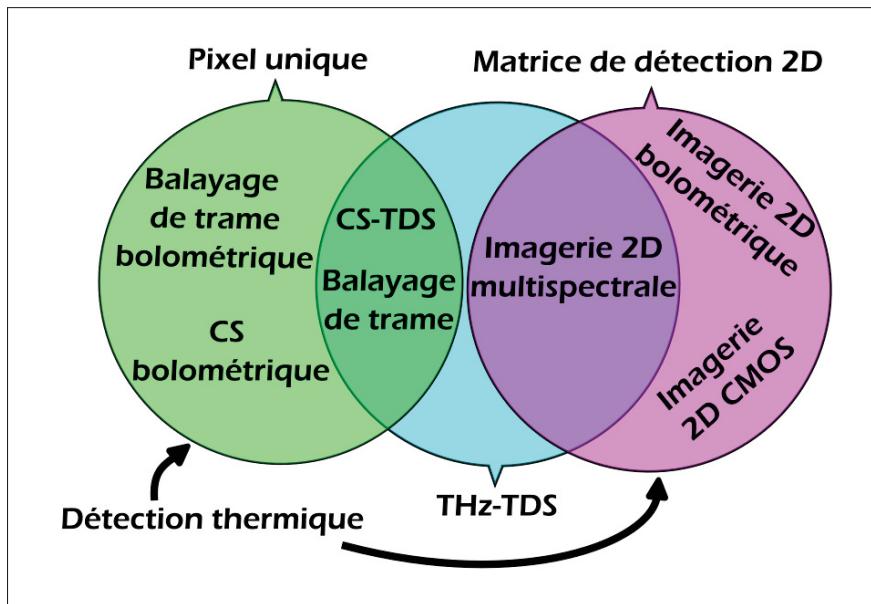


Figure 1.12 Les différentes méthodes d'imagerie THz séparées en quatre sections selon le type de mesure (thermique ou temporel) et le type de capteur (pixel unique ou matrice de détecteurs 2D)

1.5.1.1 Imagerie par caméra THz

L'imagerie par caméra bolométrique ou pyroélectrique pour les ondes THz est similaire aux solutions optiques utilisées depuis des centaines d'années. Cependant, l'imagerie THz par caméra demande une émission THz de haute puissance que pour une détection à un seul pixel, puisque l'intensité du signal THz doit être répartis sur l'ensemble d'une matrice de capteurs. Les caméras thermiques sont également limitées à l'amplitude moyenne transmise ou réfléchie de l'onde THz et sont généralement sensibles aux ondes infrarouges, risquant de confondre les ondes THz et les ondes infrarouges de génération. En opposition, l'imagerie THz utilisant les détecteurs et émetteurs optiques ne nécessite pas une grande puissance pour former une image. Pour retrouver l'information temporelle, il est possible d'utiliser les différents types de détecteurs temporels présentés précédemment (voir section 1.3) comme les antennes photoconductrices ou

la détection EO. Les matrices de PCA permettent une détection avec un bon ratio signal sur bruit (Herrmann, Tani, Sakai & Watanabe, 2002; Brahm *et al.*, 2014), tandis que l'imagerie EO permettent l'utilisation de l'ensemble du cristal et ne demande pas un alignement point par point comme les antennes photoconductrices, mais sont plus sensibles à la lumière ambiante. Nous aborderons dans cette section les différentes méthodes de détection, leurs avantages et leurs limites.

Les caméras infrarouges de type pyroélectriques ou bolométriques ont été un premier point de départ pour l'imagerie par caméra THz à plus haute vitesse, puisque ces méthodes étaient déjà bien recherchées et accessibles. Ces caméras thermiques THz sont très utiles pour leur acquisition en temps réel de l'onde THz avec une haute sensibilité (Nemoto *et al.*, 2016; Guerboukha *et al.*, 2018). Il existe aussi des modèles de caméra utilisant des transistors à effet de champ (*Field effect transistors* ou FET de la famille des CMOS) permettant de détecter des images THz (Ojefors, Pfeiffer, Lisauskas & Roskos, 2009; Javadi *et al.*, 2021). Les images obtenues par cette méthode peuvent imager des objets communs avec une résolution suffisante, tel que montré sur la figure 1.13 a).

Le seul exemple connu de la littérature d'une matrice de détection avec des antennes PCA était de fabriquer une matrice 1D d'antennes photoconductrices permettant l'imagerie par balayage de trame avec une lecture simultanée en ligne de 8 et puis de 15 antennes, permettant d'augmenter la vitesse d'acquisition sans compromettre l'efficacité de la détection à basse fréquence (Herrmann *et al.*, 2002; Brahm *et al.*, 2014). Un exemple d'image obtenue avec cette méthode est présenté sur la figure 1.13 b) et montre une résolution d'environ 100 μm .

Finalement, la détection permettant de combiner une détection multipixels efficace avec toute l'information temporelle est la détection 2D électro-optique. Cette méthode a premièrement été présentée en 1996 avec un cristal de ZnTe entre deux polariseurs (Wu, Hewitt & Zhang, 1996). Cette méthode a été répliquée plusieurs fois pour imager des échantillons par plusieurs méthodes dans le domaine temporel. Elle a également été utilisée pour la tomographie d'un échantillon dans le domaine temporel tel que présenté sur la figure 1.13 c) (Kitahara, Tani & Hangyo,

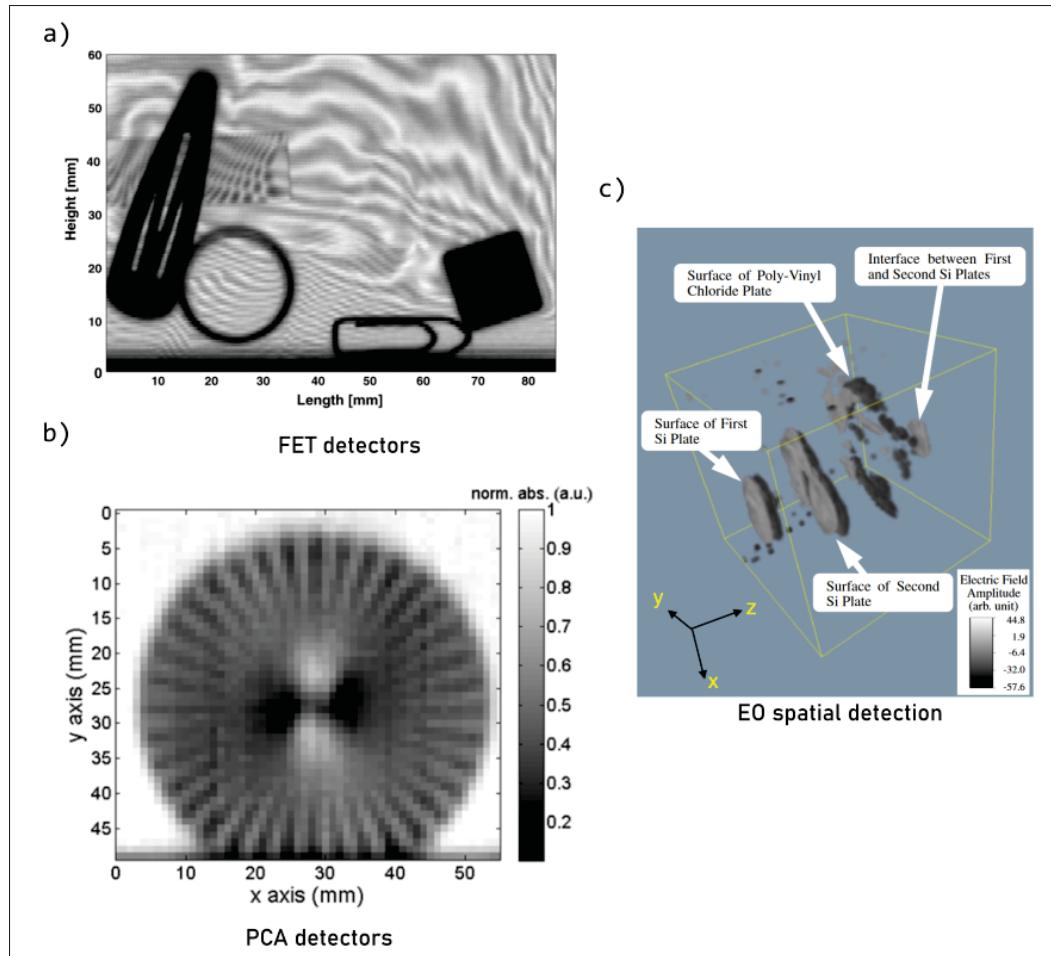


Figure 1.13 Images THz selon la méthode utilisée : a) Image par matrice FET, b) Image par matrice de PCA, c) Image par détection électro-optique 3D

Adapté de a) Pfeiffer et al., (2008, p. 3), b) Brahm et al., (2014, p. 12991), et Kitahara et al., (2010, p. 20207-3)

2010). L'avantage de cette détection est l'équilibre entre la détection rapide de plusieurs pixels et l'information de phase de l'onde en sortie. De plus, la possibilité de détecter la forme de sortie de l'onde THz nous donne une image complète de phénomènes d'interaction de l'ordre des picosecondes. Cependant, la distribution de l'intensité THz diminue la plage dynamique de détection pour des échantillons larges.

Parmi toutes ces méthodes d'imagerie par échantillonnage 2D, la méthode la plus efficace pour l'émetteur/détecteur serait la détection électro-optique, permettant d'augmenter significativement

la résolution de l'image et de récolter l'information temporelle de façon plus fiable. Cette méthode peut seulement être utilisée si la détection THz est suffisamment puissante, autrement le contraste de chaque point de l'image ne sera pas suffisamment intense.

1.5.1.2 Balayage de trame

La détection par balayage de trame (traduit de l'anglais de "*raster scanning*") est une méthode d'imagerie nécessitant un déplacement d'un échantillon ou du système de détection pour mesurer l'intensité moyenne ou temporelle de l'impulsion THz transmis ou réfléchi par l'échantillon en chaque point. Afin d'améliorer la résolution de l'image de l'échantillon, il est important d'obtenir la taille focale THz la plus petite possible sur l'échantillon comme illustré sur la figure 1.14. Cette méthode peut être une extension simple de la détection cohérente présentée à la section 1.4 de ce document ou une détection thermique de chaque point de l'image par un détecteur bolométrique ou pyroélectrique (Morohashi *et al.*, 2020). Les techniques modernes de détection par balayage de trame THz-TDS doivent faire une acquisition en trois dimensions (les deux dimensions de l'image et le temps), ce qui rend cette méthode relativement longue à accomplir. Les meilleures techniques d'imagerie utilisent une méthode de mouvement continu avec un facteur de correction, ce qui réduit considérablement le temps d'acquisition vis-à-vis d'une méthode conventionnelle point par point avec une ligne à délai optique rapide (Han & Kang, 2019). L'avantage principal de cette méthode d'acquisition est d'utiliser l'ensemble de la puissance THz générée pour mesurer chaque point de l'image, ce qui permet d'obtenir une plage dynamique de mesure nettement supérieure. La contrepartie de cette méthode est un temps d'acquisition plus long (Guerboukha *et al.*, 2018).

Une variante du balayage de trame est de changer la direction de l'onde THz pour former une image plus large en champ lointain (par *beam steering*) (Cooper *et al.*, 2011). Cette solution fonctionne généralement à des longueurs d'onde relativement longues (675 GHz ou environ 200 μm), mais permet de générer des images d'environ 4000 pixels en une seconde. Ces techniques sont appropriées pour des systèmes de sécurité ou d'inspection industrielle lente.

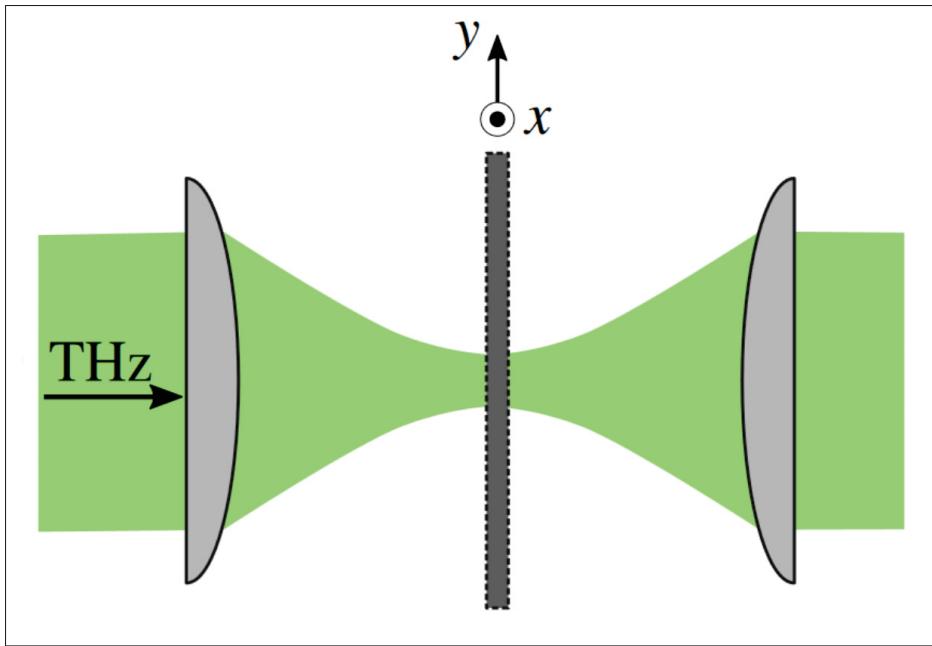


Figure 1.14 Montage de balayage de trame où le THz est focalisé sur l'échantillon qui se déplace ne x et y par une plaquette motorisée.

Tirée de Guerboukha et al., (2018, p. 849)

1.5.1.3 Détection compressée

La détection compressée (traduis de l'anglais "*compressive sensing*" ou CS) est une méthode d'imagerie par pixel unique, utilisant la modulation par masques de la distribution spatiale du THz sur l'ensemble de l'échantillon pour détecter par reconstruction l'image (Chan *et al.*, 2008). En temps normal, pour prendre une image d'une hauteur N et une largeur M , le nombre de points de mesure est égale au produit $N \times M$. Puisque l'information de chaque point de l'image est unique, il est impossible de prédire la composition du pixel suivant. Pour la détection d'images par masques, le nombre de masques différents doit donc être égal au produit $N \times M$ pour reconstruire l'image complète. Cette affirmation est vraie pour le domaine réel, mais d'autres domaines mathématiques permettent de prendre un nombre de points inférieur au produit $N \times M$ et obtenir une grande majorité de l'information d'une image, d'où le terme « détection compressée ». La compression de l'image se fait en appliquant des masques métalliques ou de moduler directement le THz par un masque dynamique tel que des micromiroirs ("*digital micromirror device*" ou

DMD). Ces masques sont appliquées au faisceau THz, cachant une partie de l'image 1.15. Le type de masque utilisé peut être aléatoire, autant que le même masque n'est pas utilisé deux fois. Le problème des masques aléatoire est l'incertitude de la résolution finale de l'image basée sur la forme des masques appliquée (Angrisani, Bonavolontà, Cavallo, Liccardo & Schiano Lo Moriello, 2018). Une solution est d'utiliser des masques selon les différents ordres de la transformée d'Hadamard par des masques (Stantchev, Yu, Blu & Pickwell-MacPherson, 2020). Pour reconstruire l'image, l'utilisation d'algorithmes d'optimisation est nécessaire, permettant de réduire le nombre de masques à environ 10% du nombre de pixels de l'image finale.

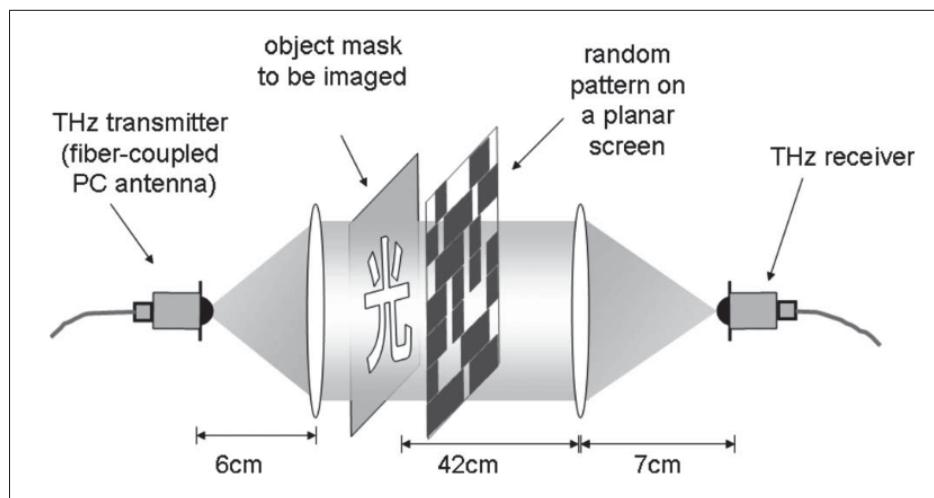


Figure 1.15 Montage d'un système d'imagerie compressé THz.
Tirée de Chan et al., (2018, p. 121105-2)

Un autre avantage en comparaison avec la détection par balayage de trame est la résolution de l'image finale peut être beaucoup plus petite et mieux résolue, puisqu'elle réduit l'incertitude de la position des pixels (Olivieri *et al.*, 2020). Cependant, la distribution du THz sur l'ensemble de l'échantillon demande un signal plus fort pour cette détection. Une autre méthode compatible avec le CS est de séparer temporellement la sonde pour réduire la durée d'acquisition temporelle (Zhao *et al.*, 2021).

1.5.2 Microscopie et Imagerie en Champ Proche

En imagerie, les méthodes pour augmenter la résolution d'une image peuvent dépendre du type d'optique utilisée et de la proximité de l'échantillon au système d'imagerie. Dans le cas de la microscopie avec la lumière visible, l'utilisation de lentilles est une solution viable pour créer un microscope, puisque la longueur d'onde dans le visible est comprise entre 400 nm et 700 nm. Cette courte longueur d'onde permet de bien résoudre l'image d'un objet avant d'atteindre la limite de diffraction de la lumière pour un objet plus petit. Dans le domaine THz, la limite de diffraction des ondes THz est relativement grande, avec une longueur d'onde de 300 μm à 1 THz, ou même 3 mm à 100 GHz. Dans ce cas, l'utilisation de lentille pour créer un microscope THz n'est pas une solution viable, puisque la limite de résolution est limitée à la longueur d'onde pour des lentilles. Une solution à ce problème est l'imagerie en champ proche d'un échantillon sur le détecteur, profitant des propriétés du détecteur. Cette méthode permet de transmettre l'information de la forme de l'objet dans le détecteur avec une taille inférieure à la limite de diffraction, puisque le milieu dans lequel se propage la lumière à un indice de réfraction plus élevé que l'air, réduisant la limite de résolution des ondes THz.

Une première démonstration de l'imagerie en champ proche THz a été faite en 2007 pour étudier la propagation de phonons-polaritons dans un cristal de niobate de lithium en champ proche, montrant en détail la forme de propagation THz dans le cristal ou le déplacement ondulatoire de ces ondes dans un réseau de diffraction (Feurer *et al.*, 2007). Cette approche permettait de résoudre à haute résolution la propagation des ondes THz, montrant l'interaction complète avec le réseau et un guide d'onde. Bien que la résolution de l'imagerie atteinte dans cette étude ne soit pas mentionnée, les images fournies dans la publication montrent une résolution d'au moins 100 μm .

La première démonstration de microscopie en temps réel a été faite en 2011, permettant de résoudre une image en transmission sous la limite de diffraction à une résolution de 14 μm à une fréquence de 0.7 THz, soit un facteur $\lambda/30$ sous la limite de diffraction (Blanchard *et al.*, 2011a). Le problème de cette technique est le montage optique très sensible au bruit avec une source très

intense de THz, difficile à reproduire et à implémenter pour des applications industrielles. Suite à cette publication, une étude plus détaillée des paramètres permettant la détection en champ proche a été publiée, incluant la comparaison avec plusieurs cristaux et différentes configurations, montrant qu'un cristal EO plus mince augmente la résolution finale de l'image (Blanchard, Doi, Tanaka & Tanaka, 2013). Une des clés de cette détection est l'épaisseur du cristal électro-optique de détection. Si le cristal est trop épais, la distribution spatiale du THz est plus large et réduit la précision de la mesure de l'échantillon. Un exemple d'imagerie en champ proche par ce microscope est présenté sur la figure 1.16.

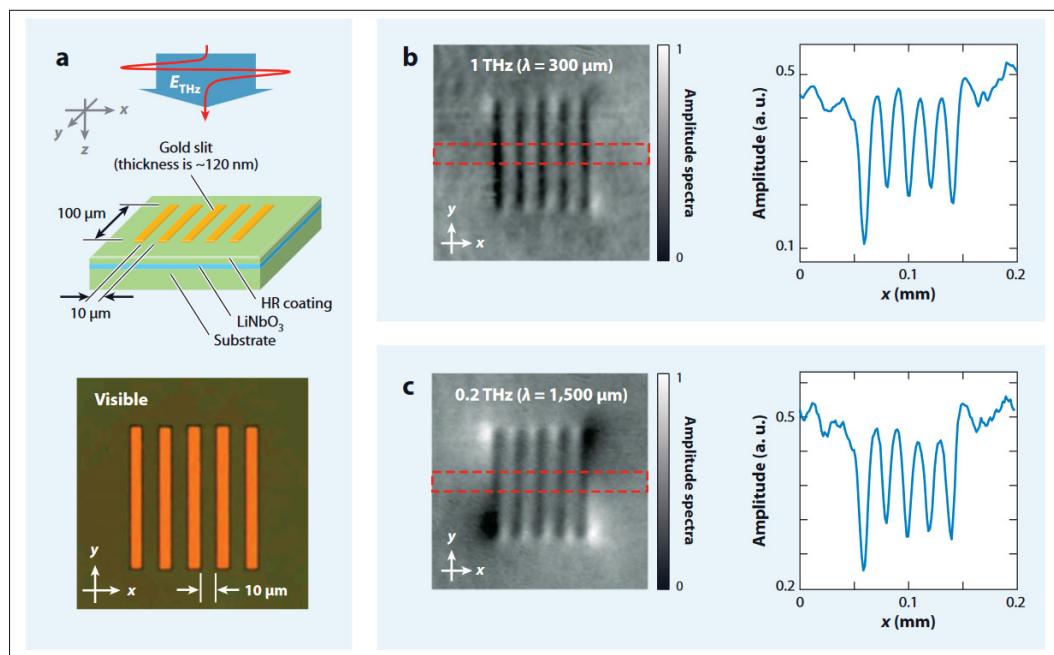


Figure 1.16 Microscopie THz en champ proche. a) Montage optique et échantillon, b) Image et détection à 1 THz, b) Image et détection à 0.2 THz.

Tirée de Blanchard et al., (2013, p. 247)

Tous ces exemples sont des détections en transmission d'une source THz intense. Dans une étude plus récente, une méthode pour augmenter la résolution de la détection en réflexion d'un échantillon a été accomplie par un émetteur spintronique avec une résolution de 20 μm , allant sous la limite de diffraction d'un facteur $\lambda/34$ (Okada *et al.*, 2019). Contrairement aux autres cas présentés, cette étude a été accomplie par balayage de trame, donc la limite de diffraction est

surmontée par une émission en champ proche et non une détection en champ proche. L'émetteur spintronique est une source plus faible que le front d'onde inclinée dans le cristal de LN utilisé dans les exemples précédents, mais peut être suffisante pour cette application.

L'imagerie en champ proche n'est pas la seule solution pour augmenter la résolution des images THz. Il existe aussi des techniques pour augmenter la résolution de l'image par des techniques d'hyper résolution, utilisant plusieurs masques pour augmenter le nombre de pixels (Guerboukha *et al.*, 2020).

1.5.3 Méthodes émetteur-récepteur THz compact

L'imagerie en réflexion est une des difficultés des montages optiques THz, puisqu'il est plus difficile d'aligner l'échantillon et de faire une référence exacte du signal initial. Ces difficultés sont principalement vraies pour un système ayant une émission et une détection spatialement indépendante. Les systèmes transducteurs (émetteurs/détecteurs) THz sont une solution possible pour évaluer la réflexion THz sur un échantillon. De plus, cette méthode permet généralement de détecter l'impulsion THz au moment de la génération, donnant accès au temps de vol de l'onde THz entre la génération et le retour de l'échantillon. Un premier exemple d'émetteur/détecteur a été publié en 2001 dans un cristal de ZnTe (Chen, Tani, Jiang & Zhang, 2001). Une étude similaire avec des impulsions longues (environ 1.5 mm ou 200 GHz) a été accomplie plus récemment dans le même cristal (Ojo, Fauquet, Mounaix & Bigourd, 2023). Cette dernière publication présente une génération et détection sans sortir du cristal, mais permet de détecter efficacement la forme d'onde THz.

La détection en champ proche par un cristal LN a également été étudiée pour voir le comportement des ondes THz lors de la génération (Feurer *et al.*, 2007). Cependant, cette méthode n'a pas été utilisée pour la détection d'un échantillon autre que des guides d'ondes ou des réseaux de diffraction métalliques, ne permettant pas de faire l'imagerie multispectrale d'un échantillon.

Une seule publication montre un modèle de transducteur THz en combinant une couche mince spintronique et un cristal électro-optique pour la détection. L'objectif de cette étude était de faire

l'imagerie magnéto-optique par l'étude des ondes THz (Bulgarevich *et al.*, 2020). Cette méthode a révélé certaines difficultés à détecter l'onde THz en raison de la superposition de l'émetteur spintronique et d'un cristal de ZnTe qui peut également agir comme un émetteur. Puisque la génération du ZnTe s'est avéré plus intense que le signal THz généré par l'émetteur spintronique, le signal était très difficile à détecter. Une autre limite de cette étude était l'utilisation d'un cristal de 1 mm d'épaisseur (voir l'image 1.17), ce qui réduit considérablement la résolution de l'image obtenue.

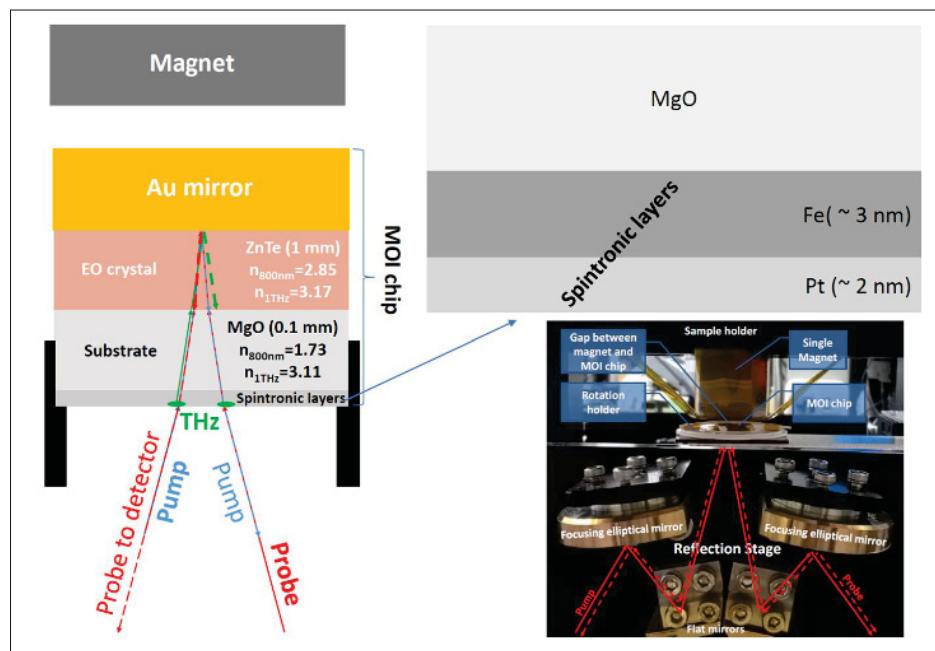


Figure 1.17 Montage de détection magnéto-optique avec un émetteur spintronique à deux couches.

Tirée de Bulgarevich et al., (2020, p. 1158)

CHAPITRE 2

CONCEPTION D'UN ÉMETTEUR/RÉCEPTEUR THZ POUR L'IMAGERIE EN CHAMP PROCHE

2.1 Description du système monolithique de l'émetteur/détecteur

Ce projet est basé sur le développement d'un microscope THz en transmission développé à Kyoto il y a plus d'une dizaine d'années (Blanchard *et al.*, 2011a, 2013). Ce microscope utilisait des films minces de niobate de lithium (LN) pour la détection des ondes THz par effet électro-optique (EO). Puisque les échantillons pouvaient bloquer la sonde de passer à travers le cristal dans le même sens de propagation que le THz, un système composé de couches hautes réflexion (HR) et antireflets (AR) ont été intégrées au détecteur pour isoler le côté THz et échantillon du côté sonde. La configuration générale du détecteur est présentée sur la figure 2.1.

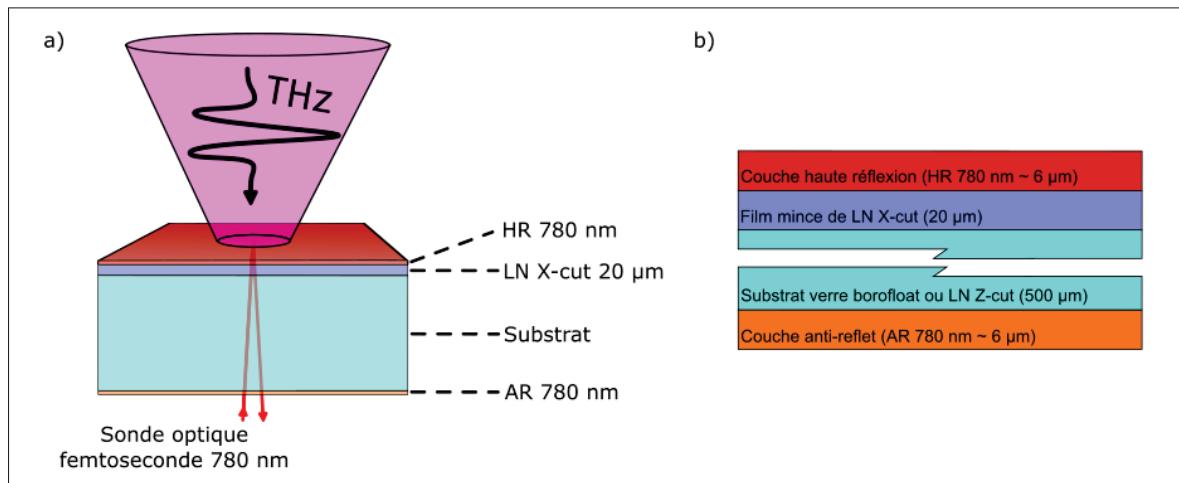


Figure 2.1 Montage de détecteur EO pour l'imagerie en champ proche. Ce détecteur est le même que ceux utilisés dans les publications (Blanchard *et al.*, 2011a, 2013)

À l'époque, plusieurs types de détecteurs différents ont été produits pour la caractérisation du microscope et le test de performances. Les détecteurs sont composées de quatre couches, dont certaines sont légèrement différentes entre chaque échantillon :

1. Une couche haute réflexion (couche HR ou miroir diélectrique) conçue pour une longueur d'onde de 780 nm.
2. Le film mince de LN X-cut pour la détection électro-optique (échantillons variables entre 3 μm , 10 μm , et 20 μm).
3. Un substrat de verre borofloat ou de LN Z-cut (axe non sensible pour la détection EO) d'une épaisseur d'environ 500 μm .
4. Une couche antireflet (couche AR) optimisée à 780 nm.

Dans ce précédent projet, la génération des ondes THz était effectuée par une autre partie du système pour une détection face à face avec un laser femtoseconde à 800 nm. Puisque l'onde THz devait couvrir l'ensemble de l'échantillon pour une détection en temps réel, le système utilisait une génération THz plus forte pour une meilleure répartition de l'onde THz.

En partant de ce détecteur de haute précision, l'ajout d'un émetteur directement sur la surface du détecteur (du côté de la couche haute réflexion ou HR) permet d'en faire un système transducteur compact. Comme présenté au chapitre précédent, la détection à haute résolution en champ proche peut être accomplie en deux configurations. Les deux configurations sont lorsque l'échantillon est directement en contact avec le détecteur et lorsque l'échantillon est en contact avec un émetteur 2D avec une détection point par point, ce qui induit une meilleure résolution. En combinant ces deux approches, la résolution de l'image devrait améliorer vis-à-vis de technique plus traditionnelle comme celles évoquées dans le chapitre précédent. En différence avec les méthodes présentées, cette méthode est utilisée pour créer une image en réflexion de l'échantillon plutôt qu'en transmission. Une représentation du nouveau système est présentée sur la figure 2.2.

Afin de trouver la meilleure configuration de ce nouveau système, des émetteurs spintroniques ont été déposés sur deux types de substrats : en LN Z-cut et en verre. Tous les échantillons étaient munis d'un cristal LN X-cut de détection d'une épaisseur de 20 μm .

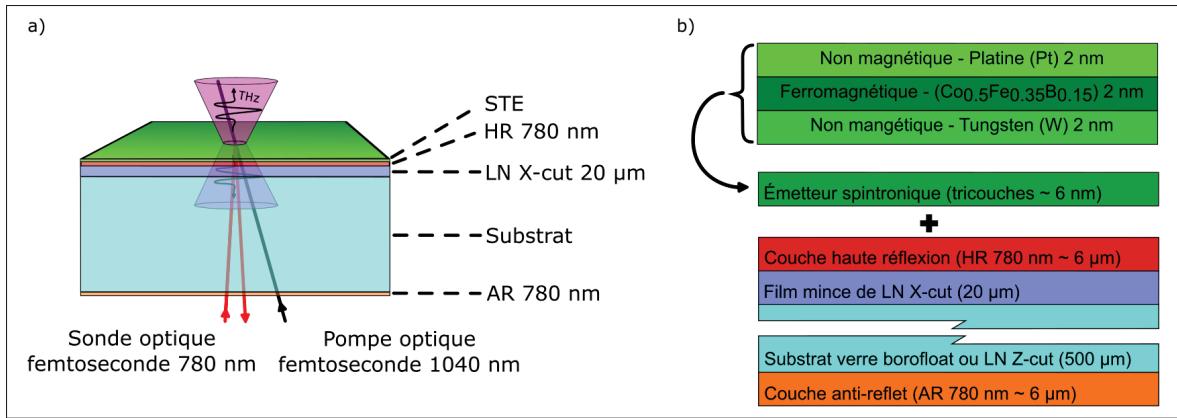


Figure 2.2 Montage de détecteur EO pour l'imagerie en champ proche avec un émetteur spintronique intégré

2.1.1 Préparation des échantillons et détection de la biréfringence

Avant la conception de l'émetteur détecteur, l'orientation du détecteur devait être déterminée, puisque toutes les couches du système paraissent transparentes à l'œil nu, et ne sont pas identifiées avant le début de l'étude. La méthode utilisée pour identifier l'orientation du système est d'observer la biréfringence du cristal LN avec un laser à 800 nm. Le montage optique de ce test est présenté sur la figure 2.3.

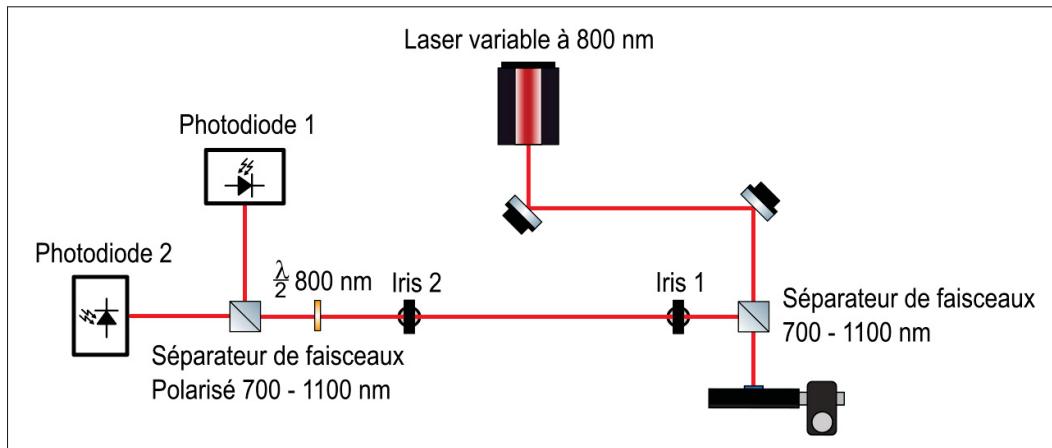


Figure 2.3 Montage de détection de l'orientation des axes de biréfringence de l'échantillon

Le montage est d'abord composé de deux miroirs pour aligner le laser en une ligne droite sur l'échantillon, augmentant l'efficacité de la couche HR. Un séparateur de faisceau est inséré avant l'échantillon pour séparer la réflexion de l'échantillon vers un montage de détection de la polarisation. Deux iris sont positionnés pour identifier si l'angle d'incidence de la réflexion change lors de la rotation du cristal, permettant d'éviter des erreurs de lecture sur les photodiodes. Un séparateur de faisceau polarisé est utilisé pour séparer les deux composantes de polarisations de l'impulsion laser pour identifier le changement de polarisation. La lame demi-onde ($\lambda/2$) est une lame de retard d'onde, permettant de tourner la polarisation de la lumière incidente. La rotation de la polarisation avant la mesure est utilisée pour équilibrer le signal sur les deux photodiodes avant de débuter l'expérience, amplifiant ainsi la détection du changement de polarisation causée par le LN. En tournant l'échantillon d'au moins 90 degrés avec plusieurs angles de mesures, la variation du signal détecté sur les photodiodes peut être utilisée pour identifier la présence du LN biréfringent ou non. Les deux côtés de l'échantillon sont mesurés pour valider la présence ou l'absence de biréfringence de chaque côté du cristal. Certains artefacts de signal peuvent être détectés en raison de la rotation du cristal et du risque de désalignement de la ligne. Les iris peuvent réduire le risque d'artéfacts de mouvement du cristal, mais elles doivent être considérées comme un risque de fausse détection du côté non biréfringent du cristal (incidence du côté HR).

2.1.2 Déposition du spintronique

Étant donné que toutes les couches minces du détecteur étaient déjà déposées sur le substrat, la seule étape de conception du système était la déposition des couches minces de l'émetteur spintronique. Puisqu'aucun système de déposition sputtering ou de recette de déposition n'étaient accessible à notre université, la déposition a été conduite par une université externe. Nous avons collaboré avec le professeur Denis Morris du département de physique de l'Université de Sherbrooke, qui est spécialisé en matériaux et en émission THz par émetteurs spintroniques. La recette de déposition a été développée par leur département il y a quelques années et utilisée dans une autre publication du laboratoire de l'ÉTS (Nkeck *et al.*, 2022).

L'émetteur spintronique est composé de trois couches de métal ($W/Co_{0.5}Fe_{0.35}B_{0.15}/Pt$) avec deux métaux lourds non ferromagnétiques déposées de chaque côté d'un alliage ferromagnétique. L'épaisseur de chaque couche est d'environ 2 nm par déposition lente. Toutes les couches ont été déposées dans la même chambre de déposition de couches minces (IntelVac, Nanochrome 1) avec une pression interne de 3×10^{-7} mbar, généralement sur un substrat de quartz Z-cut de 25 mm de diamètre d'une épaisseur de 400 μm . Les contaminants organiques de surface de l'échantillon ont d'abord été retirés par une méthode standard de nettoyage par solvant (acétone 5 minutes et alcool isopropylique (IPA) 5 minutes) suivi par un nettoyage au plasma d'oxygène « ex-situ » (100 W, 5 minutes) et d'un plasma d'argon « in-situ » (10 standard cubic per centimeter per minute (sccm), 10 minutes). La couche de tungstène (W) a été déposée par sputtering à une vitesse d'environ 2.2 \AA/s , à une pression de 3×10^{-3} mbar. La couche de Cobalt-Fer-Bore ($Co_{0.5}Fe_{0.35}B_{0.15}$) ainsi que la couche de platine (Pt) ont été déposées par évaporation e-beam à une vitesse d'environ 0.5 \AA/s .

2.1.3 Détection de la structure de maille de l'émetteur spintronique

Puisque la déposition de la structure de l'émetteur spintronique a été faite sur un substrat à surface amorphe, une détection du réseau cristallin des couches de métal peut être conduite pour établir si la structure déposée est cristalline ou non. Une méthode pour détecter un plan cristallin de surface est le diffractomètre par rayon X (DRX). Le principe de fonctionnement de cette méthode est basé sur la loi de Bragg qui permet de déterminer la structure de maille cristalline selon l'angle d'incidence d'un faisceau de rayons X, créant une diffraction et une interférence entre les mailles du cristal.

Bien que la littérature promet une bonne génération par un spintronique déposé épitaxiallement (sans compatibilité des mailles), plutôt que par croissance polycristalline (avec correspondance du paramètre de maille) (Nenno *et al.*, 2019), une mesure de la surface de l'émetteur était une mesure de détection qui permet de bien identifier la structure du cristal avant les tests de génération. Cette mesure n'a pour but que d'identifier si la déposition a retrouvé une structure plus cristalline en surface malgré le substrat amorphe.

2.1.4 Test d'impédance du film spintronique

Lors de la fabrication de l'émetteur spintronique, la déposition des différentes couches de métal n'est pas toujours exactement de la même épaisseur pour chaque déposition. Une des caractéristiques dépendantes de la déposition de la couche mince est l'impédance de la couche mince, qui impacte également l'efficacité de génération de l'émetteur. Comme présenté dans la section précédente, les équations permettant de décrire le fonctionnement d'un STE utilisent les paramètres de fabrications, tels que l'épaisseur des couches, la composition de la structure, ainsi que des paramètres tels que la conductivité des différentes couches. Afin de déterminer la conductivité de l'émetteur, une mesure de l'impédance de la structure permet de comparer l'émetteur d'une déposition à l'autre ainsi que ses performances en simulation. Dans le cadre de ce projet, les outils de simulations ne sont pas utilisés, mais ont été mesurés afin de garder une trace au moment des expériences d'une trace comparative de l'émetteur avec une autre déposition. Ces mesures peuvent également servir de référence dans une étude de performance comparative de différents émetteurs spintroniques.

Le système de caractérisation utilisé permet de mesurer l'impédance d'un échantillon de 20 Hz jusqu'à 20 MHz. Bien que les caractéristiques à haute fréquence ne sont pas intéressantes pour notre émetteur, les données de cette analyse ont été conservées, puisqu'elles présentent les réflexions dans la couche mince par le changement d'impédance et l'impact de la géométrie de l'échantillon à certaines fréquences.

2.2 Montages de détection de différents émetteurs THz

Suite à la fabrication de l'émetteur spintronique, une étude comparative de ses performances doit être conduite afin de mesurer les performances de l'émetteur relatives aux autres méthodes existantes. Cette étude permet de comparer la performance du nouveau système proposé pour l'imagerie en champ proche, basée sur la littérature et l'impact du substrat sur la génération THz. En premier lieu, les performances des différents émetteurs seront détectées par le même détecteur PCA, permettant également de valider le fonctionnement de l'émetteur spintronique.

pour la génération THz. En second lieu, la performance en termes de génération THz va être comparée entre un cristal de CdTe, dont les performances à 1 μm sont connues dans la littérature, un émetteur spintronique de référence ayant été fabriqué dans les mêmes conditions et déposé en même temps, mais sur des substrats de quartz et du nouveau système déposé sur la structure de détection. En troisième lieu, l'orientation optimale du cristal de LN pour la détection THz sera déterminée en utilisant le système uniquement en détection pour détecter les ondes THz générées par une antenne PCA. Cette étape facilitera la détection des différents émetteurs par la suite. Finalement, la détection des ondes THz produites par les mêmes émetteurs que ceux utilisés avec la détection par PCA sera conduite avec le détecteur EO du système compact. L'ensemble de ces expériences ont pour but de valider le fonctionnement de l'émetteur et du détecteur de façon indépendante avant de produire un montage d'émission et de détection par le même système compact.

Dans l'ensemble des montages optiques utilisés dans cette étude, le même laser oscillateur est utilisé dans tous les différents montages optiques. Le laser utilisé est le Chameleon Discovery NX avec contrôle de la puissance totale (*total power control* ou TPC), qui est un laser femtoseconde de la compagnie Coherent Inc. Ce laser possède un oscillateur ytterbium (Yb) centré à une longueur d'onde de 1040 nm et un oscillateur paramétrique optique (OPO) permettant de changer la longueur d'onde de sortie entre 1320 nm et 660 nm. Le laser possède deux sorties indépendantes, une sortie variable de l'OPO avec une durée d'impulsion d'environ 100 fs de puissance maximale de 3W à 800 nm ainsi qu'une sortie fixe à 1040 nm de l'oscillateur d'une durée d'impulsion d'environ 150 fs et une puissance maximale de 4.3 W. Chacune de ces sorties laser sont couplées avec un modulateur acousto-optique (AOM) permettant de moduler indépendamment les deux sorties laser jusqu'à une fréquence de 1 MHz avec une forme d'onde arbitraire.

Ce laser est crucial pour le système d'imagerie utilisé, puisque la séparation entre la sonde et la pompe doit être accomplie sur la couche de haute réflexion du système, tel que présenté sur la figure 2.2. En utilisant ce laser, la longueur d'onde de la sonde peut être optimisée pour une plus

haute réflexion et la longueur d'onde de la sortie fixe peut être utilisée pour la génération du THz sans interférer avec l'étage de détection de la sonde.

2.2.1 Montage de détection de différents émetteurs THz par PCA

L'utilisation des antennes photoconductrices de détection possède plusieurs avantages pour une comparaison initiale de différents émetteurs THz. Le premier est l'optimisation initiale du détecteur qui peut être accompli par la mesure de la résistance entre les deux électrodes lors de l'illumination par le laser sonde. En comparaison, la détection EO demande un peu plus d'étapes afin de la calibrer dans le cas où l'orientation du cristal pour une détection optimale est inconnue. Pour des raisons de simplicité, nous avons commencé par vérifier le fonctionnement de la génération de signal de l'émetteur spintronique par une détection par une antenne PCA. Cette première mesure avec une antenne photoconductrice permet de comparer la largeur de bande de différents émetteurs et leur amplitude totale. Cependant, les antennes PCA de détection commerciale LT-GaAs sont limitées en bande passante à environ 5 THz. La détection totale de bande passante sera donc plus fiable avec une détection EO si la bande passante dépasse 5 THz.

Pour comparer les différents émetteurs, nous avons utilisé une PCA commerciale en arséniure de gallium (GaAs) basse température de la compagnie Teravil. Le substrat de GaAs de ce détecteur doit, idéalement, être couplé avec une sonde autour de 800 nm. Pour cette raison, nous utilisons la sortie variable du laser pour exciter l'antenne de détection. Puisque le système de détection EO du système utilise la même longueur d'onde, la largeur d'impulsion optique, la puissance maximale et les autres caractéristiques de la sonde et de la pompe resteront identiques avec les deux méthodes. Un miroir hors axe parabolique est utilisé pour récupérer la majorité du signal provenant de l'émetteur vers l'antenne de détection, puisque tous les émetteurs forment un point source de génération THz à partir du point d'excitation de la pompe laser et l'antenne est conçu avec une lentille de silicium pour optimiser la détection d'un faisceau THz collimaté. La collimation de l'onde THz générée est possible uniquement si le point de génération coïncide avec le point focal du miroir hors axe parabolique (à une distance d'environ 1 pouce impérial dans ce cas). Entre le miroir hors axe et l'antenne, une gaufre de germanium a été ajoutée pour

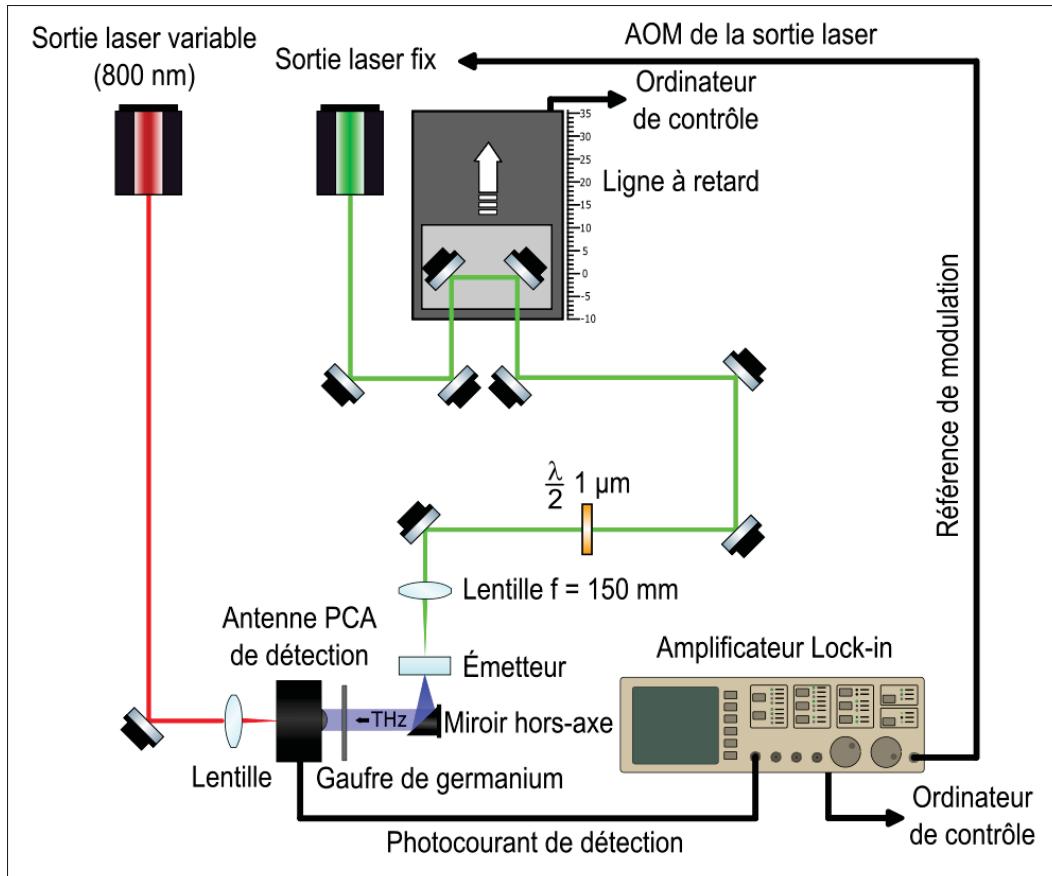


Figure 2.4 Montage de détection de la génération THz de différents émetteurs par antenne photoconductrice de détection

bloquer toute fuite de la pompe optique après la génération. L'impulsion THz généré doit avoir une polarisation respectant l'orientation de la PCA de détection (perpendiculaire au plan optique dans ce cas-ci), c'est pourquoi une lame de retard d'onde ($\lambda/2$) a été insérée dans la pompe pour les émetteurs dont l'onde THz généré dépend de la polarisation de la pompe. Pour augmenter l'efficacité de détection, la pompe optique est modulée et détectée par l'antenne sous forme de photocourant modulée à la même fréquence. Le signal est ensuite démodulé par l'amplificateur à verrouillage (lock-in) et renvoyé à l'ordinateur de contrôle. À chaque pas de la ligne à délais, une mesure du photocourant est prise pour tracer la forme d'onde THz dans le temps. La figure 2.4 présente tous les différents éléments de montage et la configuration de détection des différents émetteurs.

2.2.2 Optimisation de l'orientation du détecteur EO

Pour le détecteur EO du système émetteur/détecteur, la première étape, avant de comparer l'efficacité de différents émetteurs, était de déterminer l'orientation de détection optimale du cristal. Pour ce faire, nous avons utilisé un montage de détection accessible au laboratoire, utilisé pour une publication conduite au laboratoire au moment de l'expérience (Mine *et al.*, 2024). Le montage optique modifié pour la détection de l'orientation du cristal de détection est présenté à la figure 2.5.

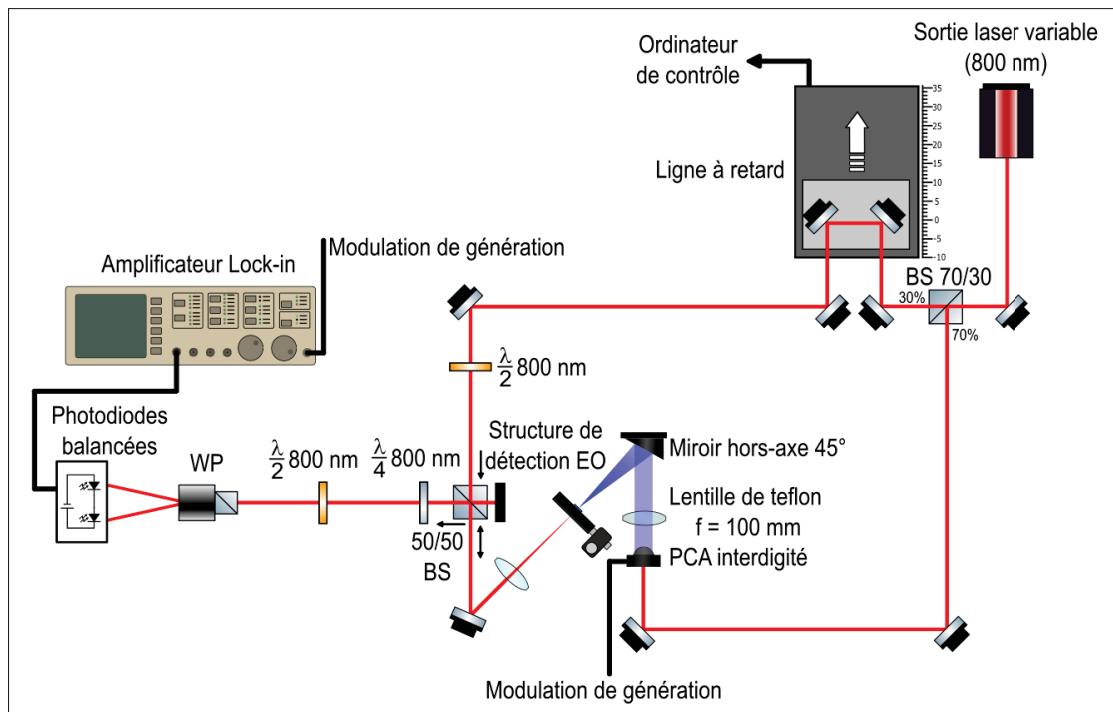


Figure 2.5 Montage de détection de l'orientation du détecteur EO du système composé d'un cristal LN de 20 μm en réflexion

Dans ce montage, la sortie à longueur d'onde variable du laser est utilisée pour la génération et la détection du THz. La séparation entre le faisceau sonde et pompe est produite par un séparateur de faisceau (*Beam splitter* ou BS) avec 30% pour la sonde et 70% pour la pompe. Puisque ce type d'antenne permet de générer un signal THz plus intense que les émetteurs comparés précédemment, nous pouvons détecter plus facilement et plus rapidement un premier signal.

Du côté pompe, le faisceau est directement acheminé vers l'antenne de génération. Puisque nous ne pouvons pas moduler la sortie du laser sans affecter le faisceau sonde, nous modulons plutôt la tension de biais de l'antenne PCA interdigité. Puisque la collimation du faisceau THz n'est pas optimale, nous avons ajouté une lentille de teflon de 100 mm afin de bien focaliser le faisceau THz sur le détecteur.

Pour la sonde, une lame de retard demi-onde est utilisée pour changer l'orientation de la polarisation et correspondre avec celle du THz généré. Un séparateur de faisceau non polarisé (séparation 50% en réflexion et 50% en transmission) est utilisé pour séparer la réflexion du détecteur vers un étage de détection électro-optique. Puisque la sonde passe premièrement par le séparateur de faisceau, la moitié du signal est perdu à cette étape. Le faisceau incident sur le détecteur est focalisé et défocalisé par la même lentille, permettant de passer à l'étage de détection EO en restant collimaté. Le signal retournant vers le BS est ensuite traité pour une détection électro-optique standard. Le prisme Wollaston (*Wollaston Prism* ou WP) permet de séparer les deux polarisations sur les photodiodes pour la détection avec l'amplificateur à verrouillage (Lock-in).

Dans cette configuration, la rotation du cristal EO permet de déterminer l'orientation idéale du cristal pour la détection d'onde THz. Cette orientation est ensuite utilisée dans un second système où les différents émetteurs sont comparés.

2.2.3 Montage de détection de différents émetteurs THz par méthode EO

Afin de tester la détection électro-optique des différents émetteurs, nous avons réutilisé certaines méthodes de détection de l'expérience précédente, tel que présenté sur la figure 2.6. Le changement le plus important est le changement de la sortie laser pour le faisceau pompe. Puisque nous utilisons les deux sorties du laser, nous pouvons moduler directement la sortie fixe (la pompe optique) avec le modulateur acousto-optique (AOM) du laser. Pour tous les émetteurs comparés, la polarisation de l'impulsion THz est orienté pour être perpendiculaire au plan optique. Après la génération de l'onde THz, une gaufre (*waffer*) de germanium a été ajoutée pour couper la

pompe traversant l'émetteur et laisser passer le THz, similairement au montage avec la détection par PCA.

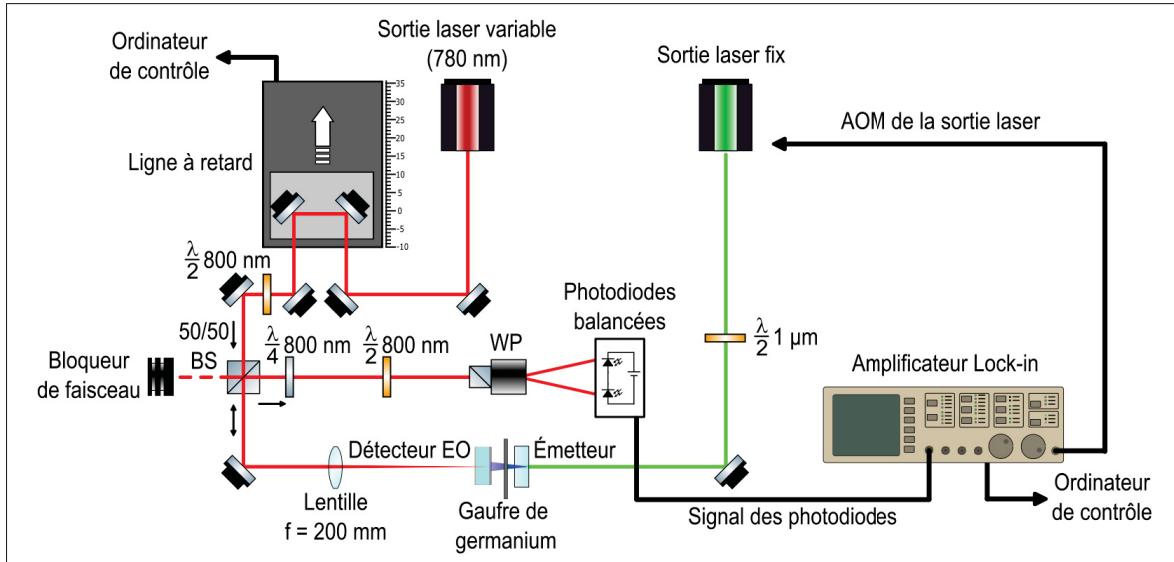


Figure 2.6 Montage de détection de la génération THz de différents émetteurs par le détecteur EO d'un cristal LN de 20 μm en réflexion

2.2.4 Détection d'émission d'un cristal de CdTe

Dans cette référence, nous utilisons un cristal de tellurure de cadmium (CdTe) pour la génération, puisque nous avons une longueur d'onde de pompe de 1040nm, qui est idéale pour la génération avec ce cristal (Xie *et al.*, 2006). Bien que d'autres cristaux non linéaires auraient pu être utilisés pour la génération d'ondes THz à cette longueur d'onde, ce cristal était déjà accessible au laboratoire et permet de bien optimiser le système de détection pour obtenir un signal relativement fort. De plus, puisque cet émetteur était accessible au moment du commencement du mémoire, le montage optique a pu être entamé en parallèle à la fabrication du système émetteur/détecteur.

2.2.5 Détection d'émission du spintronique de référence

Afin de tester la déposition de l'émetteur spintronique, l'Université de Sherbrooke utilise des substrats de quartz Z-cut de 400 μm d'épaisseur. Les cibles de quartz sont d'un diamètre de 25 mm et sont coupées en plus petits émetteurs pour certains tests destructifs. Puisque ce substrat a déjà été utilisé dans plusieurs tests dans le passé, cette référence permettra de comparer directement les performances du système émetteur/détecteur.

2.2.6 Détection du spintronique monté sur l'émetteur/détecteur

Le système émetteur/détecteur peut également être utilisé directement comme un émetteur, tout comme le spintronique de référence. Cependant, la structure du substrat est très différente et non homogène. En général, la pompe optique est directement incidente sur la couche métallique du spintronique plutôt que de passer par le substrat, pour éviter d'atténuer par réflexion ou absorption et parce que le substrat est généralement choisi pour être transparent aux ondes THz plutôt qu'à la pompe optique. Dans le cas du système proposé, la pompe doit passer par le substrat avant d'interagir avec le STE. Pour cette raison, l'émetteur sera testé dans les deux orientations afin d'établir l'effet du substrat sur la pompe optique pour une génération par le substrat et la transparence du substrat dans le sens inverse. Les multicouches du système ne devraient normalement pas causer d'interférence au système, mais il doit être validé par cette méthode.

2.3 Description de la modulation de l'émetteur/détecteur

Dans la section précédente, la modulation de la pompe optique est une solution applicable, puisque la modulation permet d'isoler la génération THz de la sonde optique. Cependant, suite à certaines réalisations, nous nous sommes rendu à l'évidence que la pompe permet de générer non seulement dans l'émetteur spintronique placé devant le détecteur, mais il permet également de générer une onde THz par le cristal LN de détection. Ce faisant, une modulation optique standard n'est pas une option viable pour le système compact, puisque les deux points de génération THz

seront détectés simultanément. Cette superposition des deux ondes impact l’analyse des données et le spectre obtenu par transformée de Fourier. Ce problème a été présenté dans la publication de (Bulgarevich *et al.*, 2020), mais aucune solution n’a été présenté pour détecter la génération THz du spintronique uniquement.

Une solution abordée après réalisation du problème est l’utilisation d’une modulation magnétique de l’émetteur spintronique. Cette modulation requiert des électroaimants permettant de générer un champ magnétique suffisamment intense pour changer l’orientation des spins de l’émetteur et permettant une modulation à haute fréquence pour augmenter le ratio signale sur bruit du signal détecté.

2.3.1 Modulation magnétique d’un émetteur spintronique

Afin de moduler directement l’onde THz émise par un émetteur spintronique, une modulation du champ magnétique de biais externe est nécessaire. Plusieurs exemples de ce type de modulation ont été présentés dans la littérature (Jiang *et al.*, 2022; Zagbayou *et al.*, 2023), mais la plupart sont des modulateurs fabriqués directement par les chercheurs afin de répondre spécifiquement aux besoins de l’expérience. Dans ce cas-ci, nous allons procéder de la même façon en fabriquant notre propre solénoïde, permettant de moduler les ondes THz émises par l’émetteur spintronique. Trois composants sont nécessaires pour atteindre la modulation de l’émetteur par électroaimants : un solénoïde capable de moduler électriquement et mécaniquement, un circuit de résonance permettant d’optimiser une fréquence de modulation et une source de courant suffisamment puissant pour contrôler les électroaimants.

2.3.1.1 Fabrication et caractérisation des électroaimants

Pour la fabrication des électroaimants, nous avons utilisé deux pièces de ferrite en forme de « C » avec un total de 200 tours de fil de cuivre autour du centre de chacun des coeurs de ferrite. Le choix des coeurs de ferrite a été déterminé par des pièces disponibles au laboratoire, puisque cette solution était une piste de solution pour le système et non une solution définitive.

Le nombre de tours de fil choisi est arbitraire, puisque le nombre de tours optimal dépend de la fréquence maximale nécessaire pour la modulation et le champ magnétique nécessaire pour inverser l'orientation des spins de l'émetteur. La forme des électroaimants permet de les positionner l'un en face de l'autre et de placer l'émetteur dans l'entrefer pour une modulation maximale du champ magnétique. Un modèle de ces électroaimants est présenté sur la figure 2.7 a).

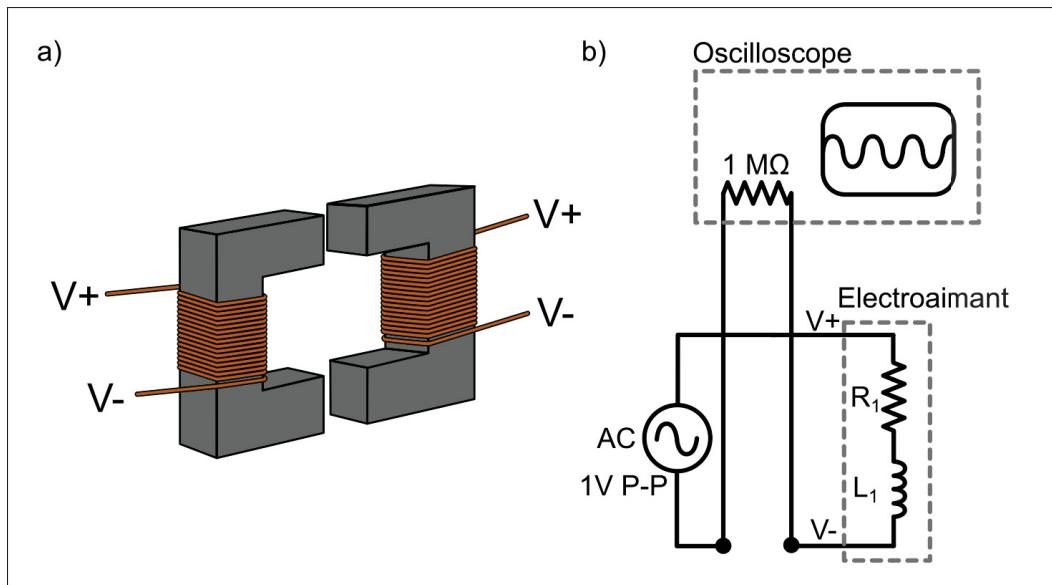


Figure 2.7 Schéma a) des électroaimants et b) du circuit électrique du test en fréquence des électroaimants

Afin de déterminer les conditions nécessaires pour changer l'orientation des spins de l'émetteur spintronique, nous allons insérer les électroaimants dans le montage de test des émetteurs avec l'antenne PCA de détection de la figure 2.4. On applique un courant continu sur les électroaimants en respectant la polarité « $V+$ » et « $V-$ ». En appliquant un champ magnétique fort par un haut courant, les spins de l'émetteur sont orientés dans une direction connue. En inversant la connexion sur les bornes « $V+$ » et « $V-$ » et en augmentant graduellement le courant dans les aimants, la polarité de l'impulsion détecté va s'inverser. Le courant minimal nécessaire pour l'inversion est noté comme courant minimal pour l'inversion du spin de l'émetteur.

Par la suite, nous devons déterminer les caractéristiques électriques des électroaimants. Pour ce faire, un test de réponse en fréquence des bobines est nécessaire. Ce test consiste à connecter les bornes « V+ » et « V- » sur un générateur de fonction en série avec un oscilloscope. En changeant la fréquence du générateur de fonction et en observant l'amplitude de réponse sur l'oscilloscope, nous pouvons tracer la courbe de réponse en fréquence, ce qui nous permet de déterminer la valeur d'inductance de chaque électroaimant. Une fois que les caractéristiques électriques de chaque aimant sont connues, nous pouvons utiliser un modèle pour déterminer le meilleur circuit oscillatoire pour moduler l'émetteur spintronique. Le circuit de mesure pour tracer la courbe de l'électroaimant est présenté sur la figure 2.7 b).

2.3.1.2 Circuit oscillatoire de l'électroaimant

Pour obtenir une fréquence d'opération la plus élevée possible avec un électroaimant, une connexion directe des connecteurs « V+ » et « V- » avec la source n'est pas une méthode optimale pour la modulation à haute fréquence, puisque les bobines agissent électriquement comme un filtre passe-bas. Afin de résoudre ce problème, le circuit peut être modifié pour inclure un condensateur, permettant de créer une fréquence de résonance plus élevée que la limite initiale du circuit. Afin de déterminer la nouvelle fréquence du système, nous devons représenter tous les éléments qui composent le circuit, tel que présenté sur la figure 2.8.

Pour représenter la réponse en fréquence du circuit, nous utilisons la fonction de transfert dans le domaine de Laplace :

$$\frac{V_o}{V_i} = \frac{(R_1 + L_1 s) // (R_2 + L_2 s)}{\frac{1}{C s} + (R_1 + L_1 s) // (R_2 + L_2 s)} \quad (2.1)$$

En développant l'équation, nous obtenons la forme suivante :

$$\frac{V_o}{V_i} = \frac{(CL_1L_2)s^3 + C(R_1L_2 + R_2L_1)s^2 + (CR_1R_2)s}{(CL_1L_2)s^3 + C(R_1L_2 + R_2L_1)s^2 + (CR_1R_2 + L_1 + L_2)s + (R_1 + R_2)} \quad (2.2)$$

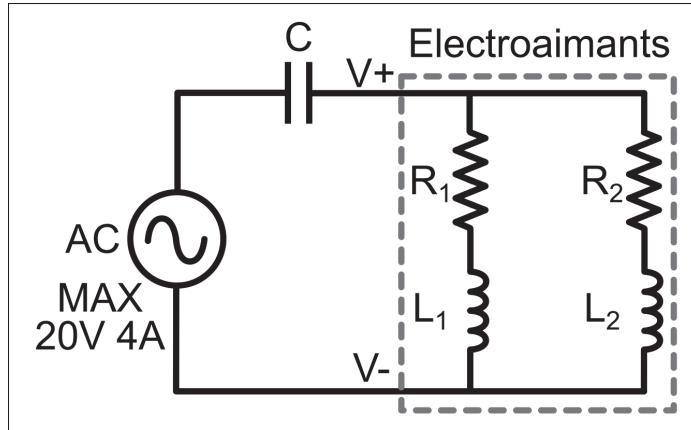


Figure 2.8 Schéma du circuit électrique des électroaimants composé d'un condensateur et des deux bobines (résistance et condensateur)

En remplaçant le terme le Laplace « s » par « $j\omega$ » (où j est un nombre imaginaire $j^2 = -1$ et ω représente la fréquence angulaire), nous pouvons tracer la réponse en fréquence du circuit et déterminer la capacité nécessaire pour augmenter autant que possible la fréquence d'opération optimale. Le tracé de la courbe de réponse en fréquence peut être exécuté par un programme Matlab (voir en annexe).

2.3.1.3 Source d'alimentation de l'électroaimant

Afin de moduler à haute fréquence et haute puissance les électroaimants, nous avons besoin d'une source ou d'un amplificateur permettant cette application, en plus d'être protégé contre les décharges potentielles des bobines. Heureusement, un circuit de contrôle d'une ancienne ligne à retard rapide était disponible dans le laboratoire, permettant de contrôler une bobine avec un oscillateur allant jusqu'à 1 MHz et une limite de courant de 4 A limité à 20 V. Ce contrôleur fabriqué sur mesure sera donc directement utilisé comme source de courant pour la modulation des électroaimants. Une référence de synchronisation de la modulation du courant est également disponible sur le boîtier du contrôleur, qui sera utilisé par l'amplificateur à verrouillage (lock-in).

2.3.2 Modulation magnétique et optique

Puisque l'amplificateur à verrouillage (lock-in) détecte uniquement la modulation à la fréquence de l'électroaimant, nous pouvons nous permettre de moduler à une autre fréquence la pompe et la sonde optique du montage. La raison pour laquelle nous utilisons la modulation optique simultanée est pour optimiser les performances de l'émetteur spintronique (voir chapitre 4). En réduisant le cycle de travail (*duty cycle*) du laser, nous pouvons augmenter significativement la puissance de génération de chaque impulsion, permettant une meilleure détection des impulsions THz.

2.4 Montage et détection THz du système émetteur/détecteur

À partir des éléments présentés dans les sections précédentes, nous sommes en mesure d'assembler un système d'émission et de détection du système compact sans émetteur externe. Le montage optique proposé est très similaire au montage de détection EO, avec une propagation superposée de la pompe et de la sonde vers l'émetteur/détecteur. Cette superposition des faisceaux est réalisée par un miroir dichroïque, permettant de réfléchir le faisceau à 780 nm et de transmettre le faisceau à 1 μm . La modulation de l'émetteur spintronique est contrôlée par les électroaimants positionnés de chaque côté de l'émetteur. La figure 2.9 présente le montage optique utilisé pour la détection de l'émetteur/détecteur.

Dans cette configuration, la détection d'un échantillon en réflexion n'est pas encore possible, puisque le faisceau à 1 μm est toujours transmis à travers l'émetteur. Ce faisceau peut être réfléchi de la surface de l'échantillon et créer une impulsion sur l'émetteur spintronique au retour, créant une fausse lecture de la signature THz de l'échantillon. Malgré cet inconvénient, il est toujours possible de détecter la génération THz de l'émetteur en contre-propagation. Cette première démonstration permettrait de déterminer la faisabilité de ce projet en termes de compatibilité entre l'émetteur et le détecteur.

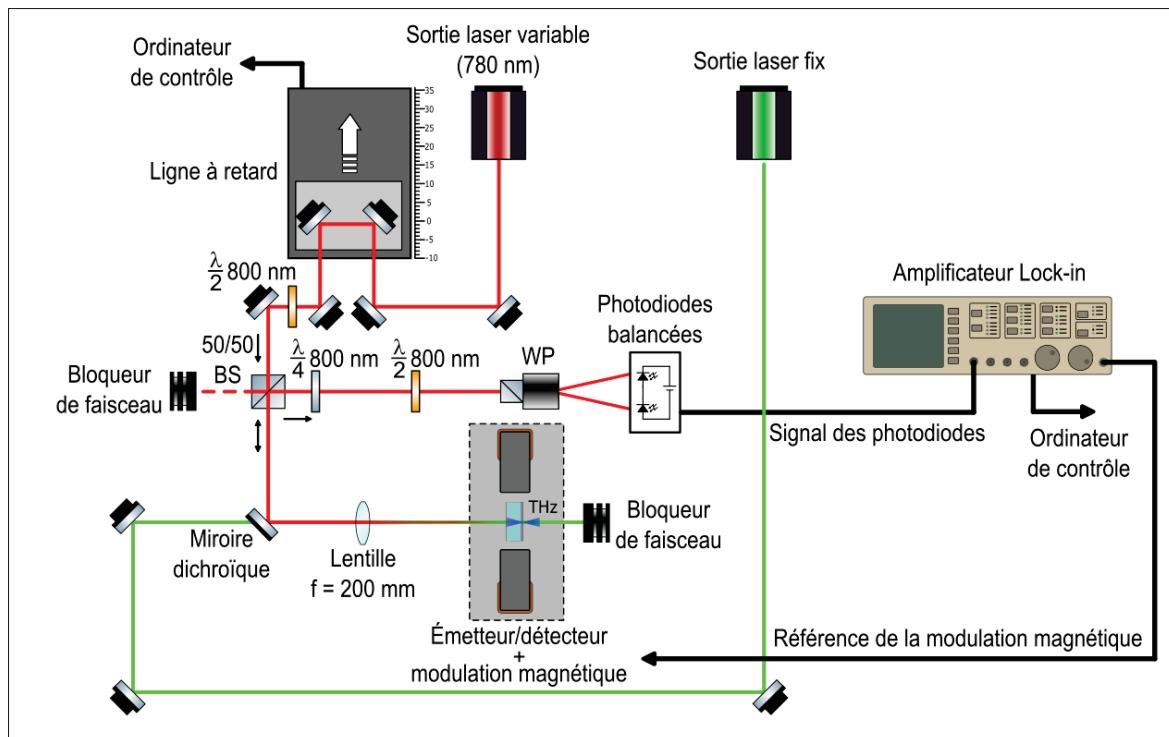


Figure 2.9 Montage optique de l'émetteur/détecteur

CHAPITRE 3

RÉSULTATS ÉMETTEUR/DÉTECTEUR

3.1 Conception du système

La première étape du projet est la conception de l'émetteur détecteur afin de déterminer si la déposition des différentes couches métalliques de l'émetteur spintronique était possible ou non. Certains problèmes potentiels identifiés étaient axés sur la déposition du spintronique sur un substrat encore jamais testé, ou encore un choc thermique, ce qui aurait décollé l'émetteur spintronique ou les différentes couches du substrat lors de la déposition de l'émetteur. Cette première étape a permis de déterminer une grande partie de la faisabilité du projet.

3.1.1 Résultats de détection de la structure cristallographique par rayon X du STE

Après la fabrication des différents substrats des émetteurs spintroniques, nous avons validé la structure déposée sur la structure de détection par diffraction de rayon X (DRX). Les résultats de cette mesure sont présentés sur la figure 3.1.

Les résultats obtenus montrent un peu de correspondance avec la surface de platine du spintronique, mais montrent principalement une réponse amorphe de la surface. Cette signature est considérée comme représentative de la déposition de l'émetteur sur les différents substrats.

L'impact sur la génération THz n'est pas directement lié à la structure cristalline de l'émetteur, mais permet d'identifier le type de déposition fait sur le substrat pour référence future.

3.1.2 Résultats du test d'impédance du film spintronique

Pour le test de conductivité de l'émetteur spintronique, nous avons utilisé un système de mesure automatique permettant de mesurer l'impédance d'un échantillon sur une plage de 20 MHz. Bien que la signature à haute fréquence n'est pas nécessaire, nous pouvons déterminer l'impédance à

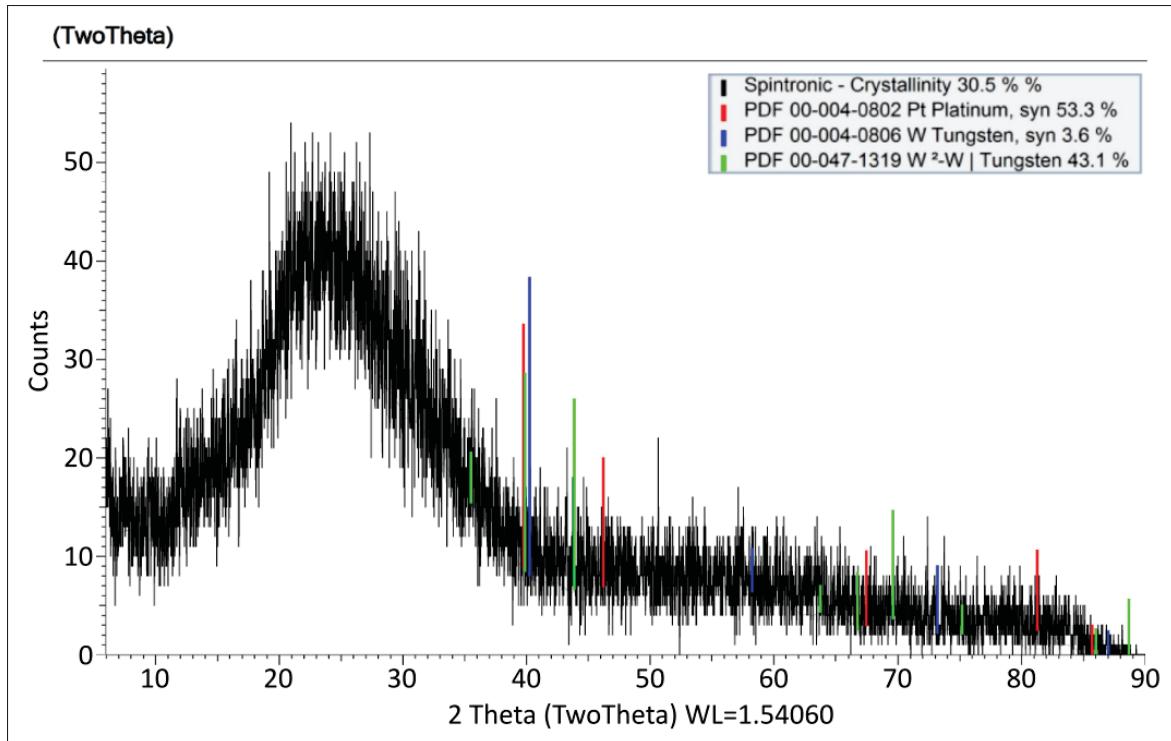


Figure 3.1 Détection DRX du spintronique déposé sur la structure de détection EO

basse fréquence du spintronique. Le graphique sur la figure 3.2 présente la réponse en fréquence de l'émetteur spintronique.

À basse fréquence, nous observons une impédance d'environ $4\text{ k}\Omega$. Nous pouvons utiliser cette information pour créer un modèle théorique du spintronique au besoin. Les différentes réponses du système proviennent des différentes réflexions du système par changement d'impédance.

3.2 Résultats de détection avec PCA

Après la déposition du nouvel émetteur sur le substrat de détection compact, nous avons à vérifier si l'émetteur se comporte similairement à un substrat de référence. Nous voulons également comparer l'efficacité de génération avec un cristal de CdTe qui est bien connu dans la littérature. Une méthode de détection simple et facilement comparable pour différents émetteurs est la détection par PCA. Dans cette section, nous comparons l'évolution de la variation du champ

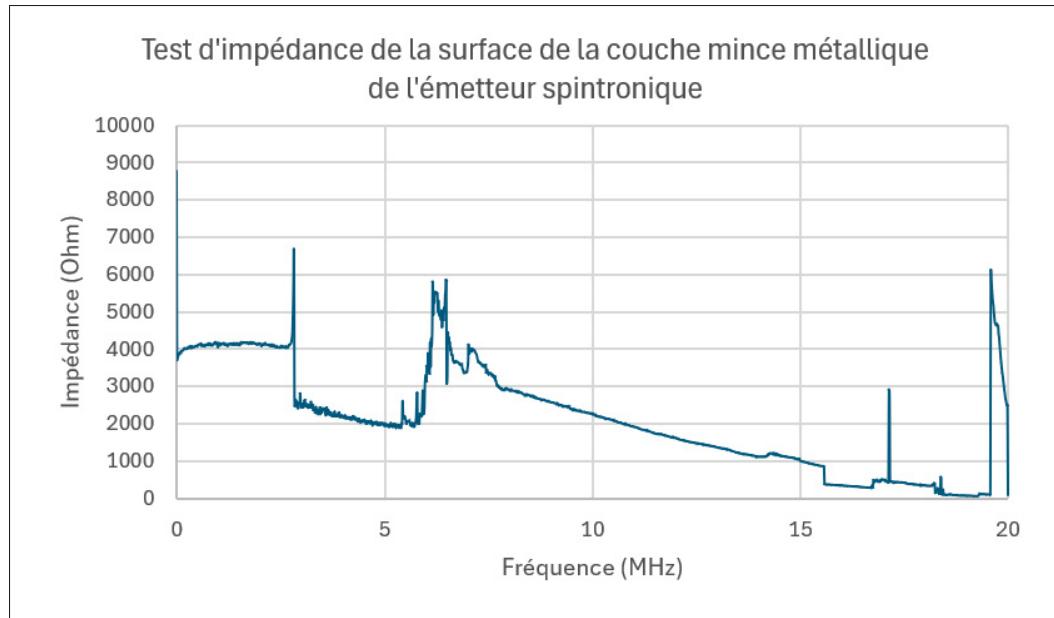


Figure 3.2 Test en fréquence de conductivité de l'émetteur spintronique

électrique en fonction de la puissance de la pompe optique pour chaque émetteur. La limite de saturation a été identifiée pour chaque émetteur, évitant ainsi d'atteindre le seuil de destruction des émetteurs dans la configuration finale du transducteur.

3.2.1 Détection des ondes THz générés par un cristal de CdTe

Les premiers résultats du système de détection ont été testés avec des ondes générées par un cristal de CdTe afin de déterminer la position idéale de la ligne à délais pour la détection de l'impulsion THz du système. La variation en amplitude crête à crête du champ électrique en fonction de la puissance optique par les ondes THz générés par le cristal de CdTe est présentée sur la figure 3.3, incluant l'évolution de la forme d'onde THz et la croissance du signal crête à crête en fonction de la puissance.

Les résultats présentés montrent que la détection du signal THz croît linéairement avec l'augmentation de la puissance laser. Nous pouvons donc confirmer que le montage optique est fonctionnel et ne cause pas de problème potentiel pour la détection des ondes THz générées par

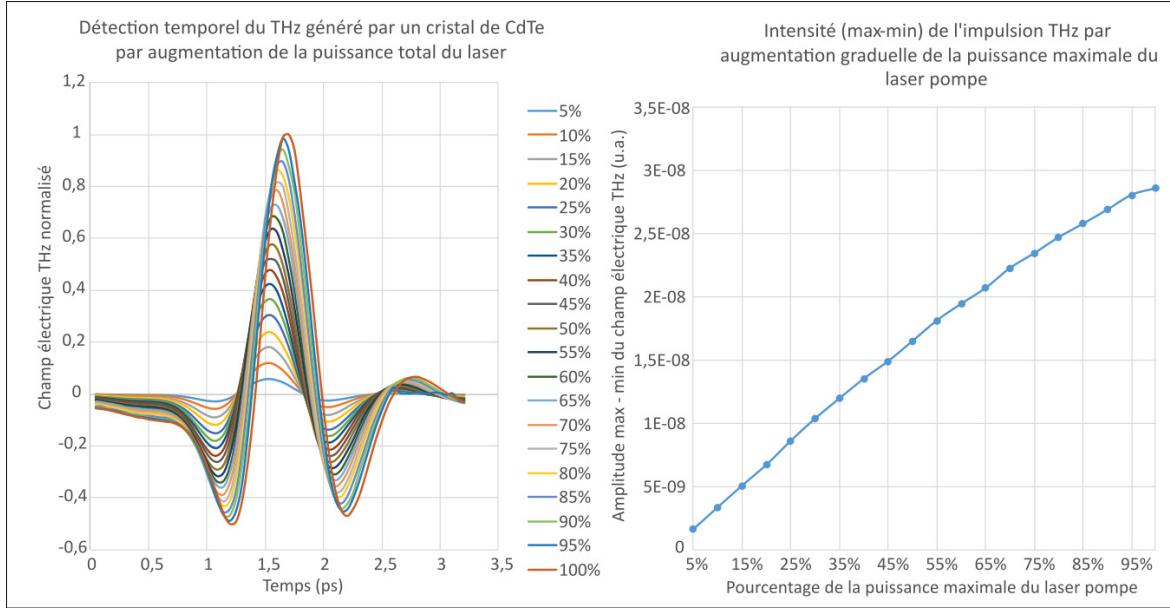


Figure 3.3 Réponse temporelle du cristal de CdTe par détecteur PCA (gauche). Amplitude crête à crête de l'impulsion THz pour chaque puissance (droite)

le spintronique de référence ou le spintronique déposé sur la surface du système de détection EO. Nous observons un léger décalage de phase de l'onde détecté, mais cette caractéristique peut être causée par les effets non linéaires dans le cristal qui est relativement épais (0.9 mm).

3.2.2 Détection des ondes THz générés par le spintronique de référence

Le résultat du spintronique de référence déposé sur un substrat de quartz est présenté sur la figure 3.4.

En comparaison avec le signal obtenu par le cristal de CdTe, la réponse reste approximativement linéaire jusqu'à 55% de la puissance maximale du laser. Au-delà de cette limite, l'efficacité de génération commence à réduire. Nous pouvons également remarquer que la forme d'onde est similaire à la seconde dérivée d'une impulsion gaussienne. Comparativement, le signal THz généré par le cristal de CdTe est similaire à une dérivée d'ordre 3 d'une impulsion gaussienne (enveloppe de l'impulsion de la pompe optique). Cette différence est explicable par l'alignement

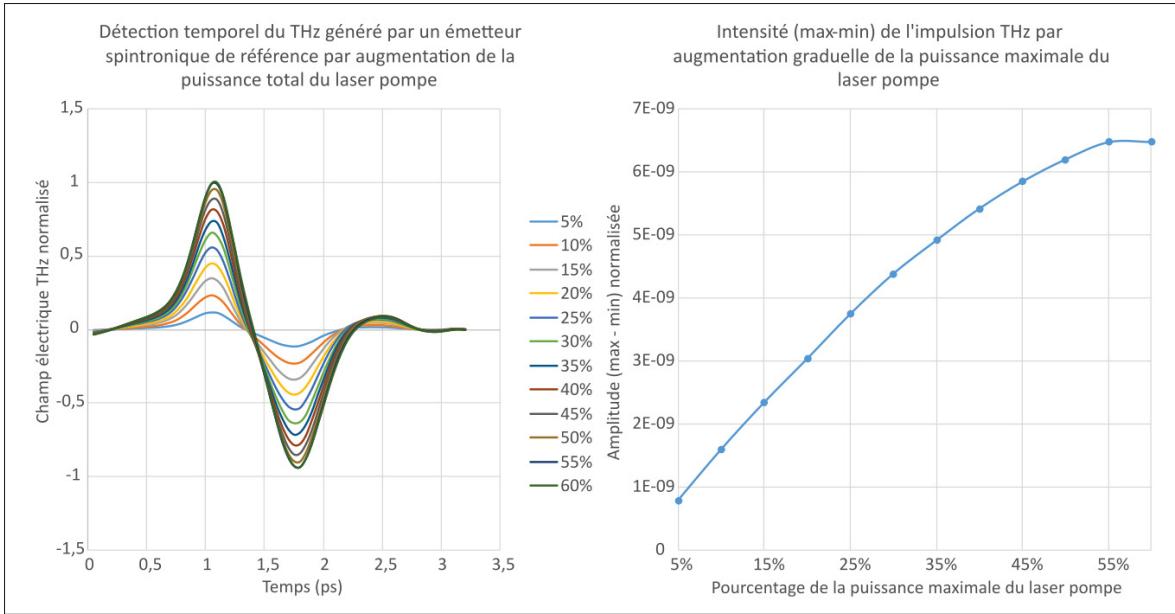


Figure 3.4 Réponse temporelle du spintronique de référence par détecteur PCA (gauche). Amplitude crête à crête de l'impulsion THz pour chaque puissance (droite)

optique qui pourrait être moins optimal pour le spintronique au moment de l'expérience. Même dans un cas où l'alignement n'est pas optimal, le point de saturation de l'émetteur devrait rester identique.

3.2.3 Détection des ondes THz générés par le système émetteur/détecteur

La première mesure prise avec l'émetteur/détecteur était pour comparer l'efficacité de génération selon la surface sur laquelle on envoyait la pompe optique. Pour la plupart des émetteurs spintroniques, la pompe illumine premièrement le film mince, mais la configuration de l'émetteur/détecteur nécessite que la pompe traverse d'abord le substrat. Une mesure de détection du signal THz par la PCA en fonction des deux orientations de l'émetteur/détecteur est présentée sur la figure 3.5.

En comparant les traces temporelles provenant des deux orientations du système, nous remarquons d'abord que l'amplitude de l'onde THz est nettement plus intense avec le laser illuminant

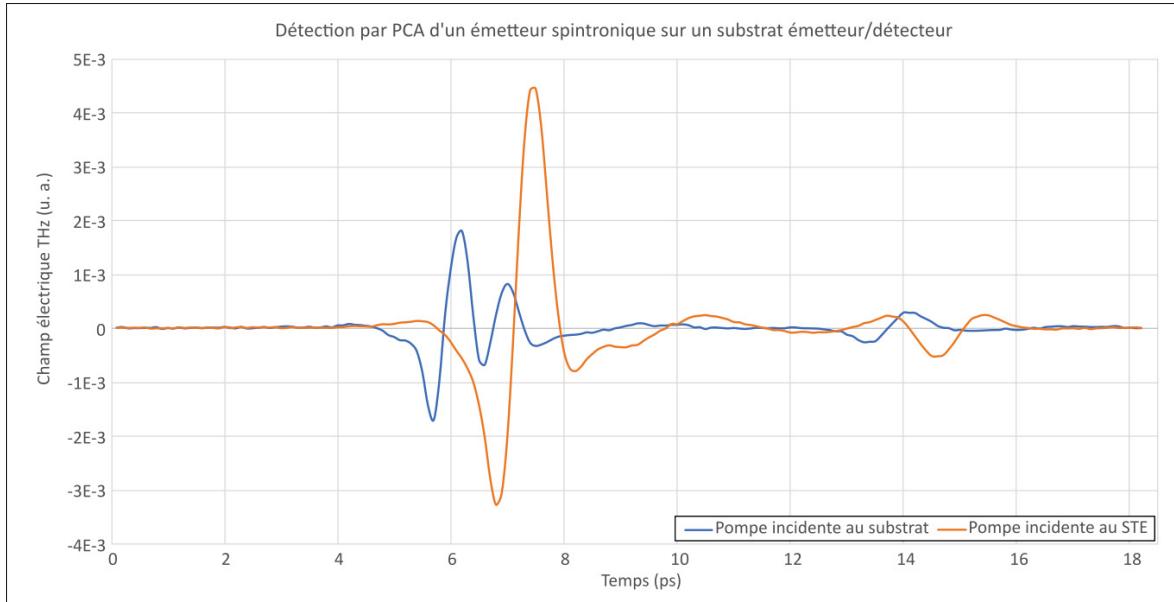


Figure 3.5 Réponse temporelle du système émetteur/détecteur pompé par le substrat (courbe bleue) et le STE (courbe orange)

directement la couche mince spintronique. Cette observation est expliquée par l'atténuation de la pompe par réflexion Fresnel du substrat avant l'interaction avec l'émetteur. La seconde observation importante est la création d'une impulsion multicycle générée par l'émetteur avec une pompe incidente sur le substrat. En fonction du retard entre les deux impulsions, nous pensons que la seconde impulsion peut provenir d'une réflexion de l'onde THz créée en contre-propagation au sein de l'émetteur dans la section détecteur du système. Nous pouvons vérifier cette hypothèse en calculant la durée de propagation aller-retour du THz dans le cristal de LN. La durée entre les deux impulsions δt est déterminée par la vitesse de propagation de l'onde THz dans le cristal (c/n) pour une distance « d » de propagation. Puisque nous pouvons potentiellement traverser plusieurs matériaux différents, nous devons considérer la durée totale du délai de chaque étage. L'équation est multipliée par deux pour considérer l'aller-retour, ce qui donne la formule :

$$\Delta t = 2 \sum_{i=1}^n \frac{n_i \times d_i}{c} \quad (3.1)$$

Considérant uniquement le cristal de détection, nous trouvons un indice de réfraction du THz dans le LN à 1 THz à 5.15, une épaisseur du cristal à 20 μm , et la vitesse de la lumière estimée à $3 \times 10^8 \text{ m/s}$, nous obtenons

$$\Delta t = 2 \times \frac{5.15 \times 20 \times 10^{-6} \text{ m}}{3 \times 10^8 \text{ m/s}} \approx 790 \text{ fs} \quad (3.2)$$

Étant donné un décalage expérimental de 800 fs entre les deux impulsions avec une résolution de 100 fs par point, nous pouvons considérer la cause de la génération d'un multicycle du fait de la réflexion entre le substrat (verre ou LN Z-cut) et la fine couche de LN (X-cut). L'expérience n'a été conduite qu'avec le substrat de verre, mais la génération d'une seconde impulsion a également été observée avec le substrat de LN à la même distance.

La dernière observation possible sur la figure 3.5 est l'écho autour de 15 ps. Cet écho est causé par la gaufre de germanium présent devant l'antenne afin de couper la fuite de la pompe optique. Cette écho était également visible avec une détection plus longue avec le cristal de CdTe et le spintronique de référence.

En conservant l'émetteur/détecteur avec une pompe illuminant en premier le substrat, nous avons détecté l'amplitude du signal en fonction de la puissance de la pompe optique. En premier lieu, le changement d'intensité entre chaque mesure est resté le même que celle présentée avec les deux autres émetteurs. Malheureusement, la puissance de la pompe supérieure à 20% de puissance a causé la destruction d'un émetteur/détecteur. La courbe obtenue par cette expérience est présentée sur la figure 3.6.

Cette nouvelle limite peut être causée par plusieurs facteurs, tels que la surface totale de l'émetteur (Paries *et al.*, 2023a), l'expansion thermique du substrat (Vogel *et al.*, 2022), ou une adhésion de la couche mince moins efficace sur le substrat. Puisque l'objectif n'est pas de déterminer la raison exacte de la limite de génération, nous nous contentons d'identifier certaines causes probables et déterminer une limite afin de ne pas endommager l'émetteur.

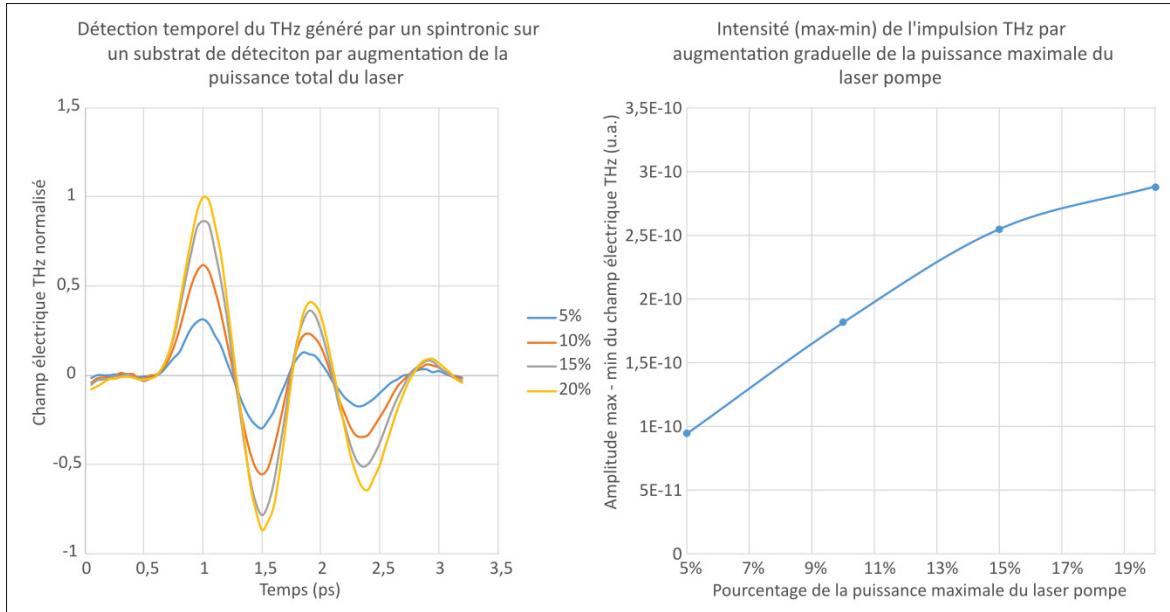


Figure 3.6 Réponse temporelle du système émetteur/détecteur par détecteur PCA (gauche). Amplitude crête à crête de l'impulsion THz pour chaque puissance (droite)

Afin de déterminer la limite maximale de la pompe pour l'émetteur, nous utilisons une nouvelle approche en utilisant une modulation optique avec un cycle de travail (*duty cycle*) inférieur à 50% tel qu'utilisé dans les mesures précédentes. Cette nouvelle méthode de modulation nous permet donc d'augmenter l'intensité des impulsions de la pompe, et d'augmenter la limite de génération de l'émetteur. La figure 3.7 présente le même type d'incrément en puissance laser avec un cycle de travail de 25%.

Cette nouvelle observation nous porte à croire que la limite de destruction de l'émetteur est strictement liée à une accumulation thermique dans le substrat ou l'émetteur. En ajoutant un délai plus long entre chaque train d'impulsion, nous permettons à l'émetteur de réduire le stress thermique sur le substrat. Une étude plus approfondie de ce phénomène est présentée au chapitre 4 de ce mémoire.

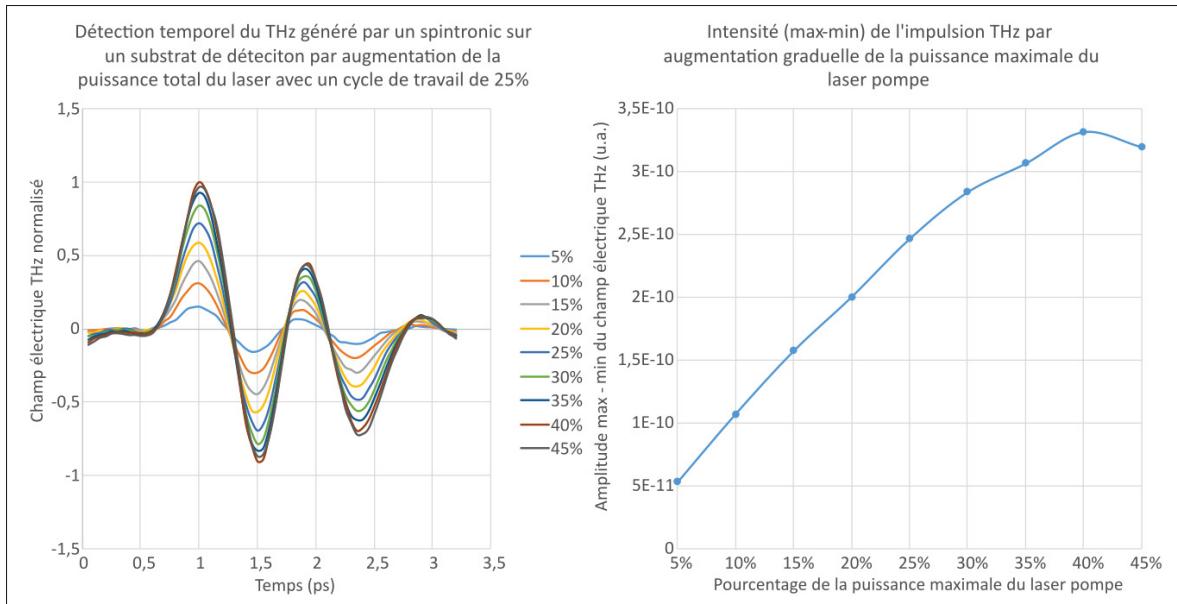


Figure 3.7 Réponse temporelle du système émetteur/détecteur par détecteur PCA modulée à 25% (gauche). Amplitude crête à crête de l'impulsion THz pour chaque puissance (droite)

3.3 Résultats de détection par cristal EO dans la couche mince de LN

Maintenant que la méthode de génération du spintronique sur le détecteur compact est connue, nous avons à déterminer l'orientation idéale de la couche mince de LN pour une détection EO optimisé dans notre système. Pour ce faire, nous allons également utiliser les mêmes émetteurs pour détecter le signal THz de chacun d'entre eux.

3.3.1 Optimisation de l'orientation du cristal

Pour la première détection par le détecteur EO du système, il est plus facile de commencer par un système où tous les paramètres de détections sont connus et, notamment, la position de la ligne à retard motorisé. Dans le cadre de la rédaction d'un article par détection paramétrique (Mine *et al.*, 2024), nous avons monté un système de détection avec un émetteur PCA interdigité. En utilisant ce système, nous avons détecté le signal de l'antenne en la focalisant sur le système de détection compact qui utilise la couche mince de LN. En tournant la monture rotative qui

maintient le détecteur, nous avons été en mesure d'optimiser le signal de détection. Les résultats de cette étude sont présentés sur la figure 3.8.

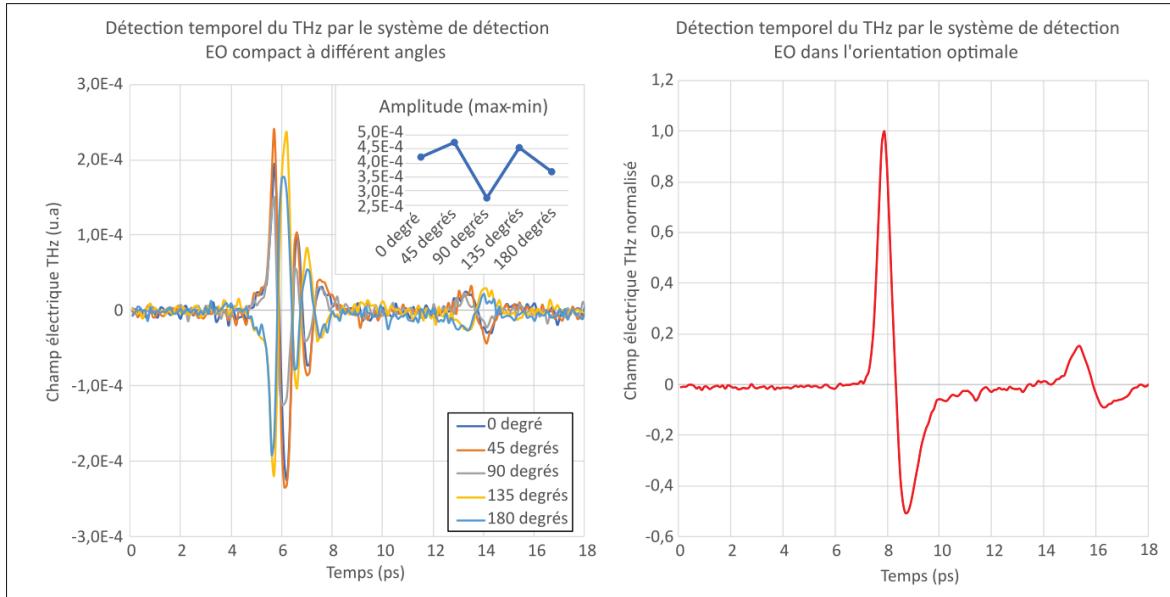


Figure 3.8 Détection de l'orientation optimale du cristal de détection EO compact selon l'angle. Mesure temporelle du THz dans différents angles (gauche), et détection optimale (droite)

La détection à des angles de rotation différente du cristal montre que la polarité de l'impulsion THz change selon l'orientation du cristal. Le graphique intégré présente deux points de détection maximaux pour différentes orientations du cristal. En optimisant la détection et en augmentant le nombre de moyennes de détection (constante de temps sur l'amplificateur à verrouillage) nous sommes en mesure d'obtenir une trace temporelle fiable et facilement observable (figure de droite).

Cette détection nous a permis de déterminer l'angle optimal de détection pour le système compact de détection EO. Nous avons aussi remarqué pendant cette expérience que l'efficacité de détection est relativement faible, ce qui nous force à utiliser un temps d'intégration plus long pour les prochains tests.

3.3.2 Détection du CdTe

Dans une nouvelle configuration, optimisée pour l'utilisation future de notre émetteur/détecteur, nous avons inséré un cristal de CdTe juste avant notre émetteur/détecteur pour faciliter la détection du signal et trouver la position approximative de la ligne à délais motorisée. La figure 3.9 présente les résultats obtenus dans cette configuration.

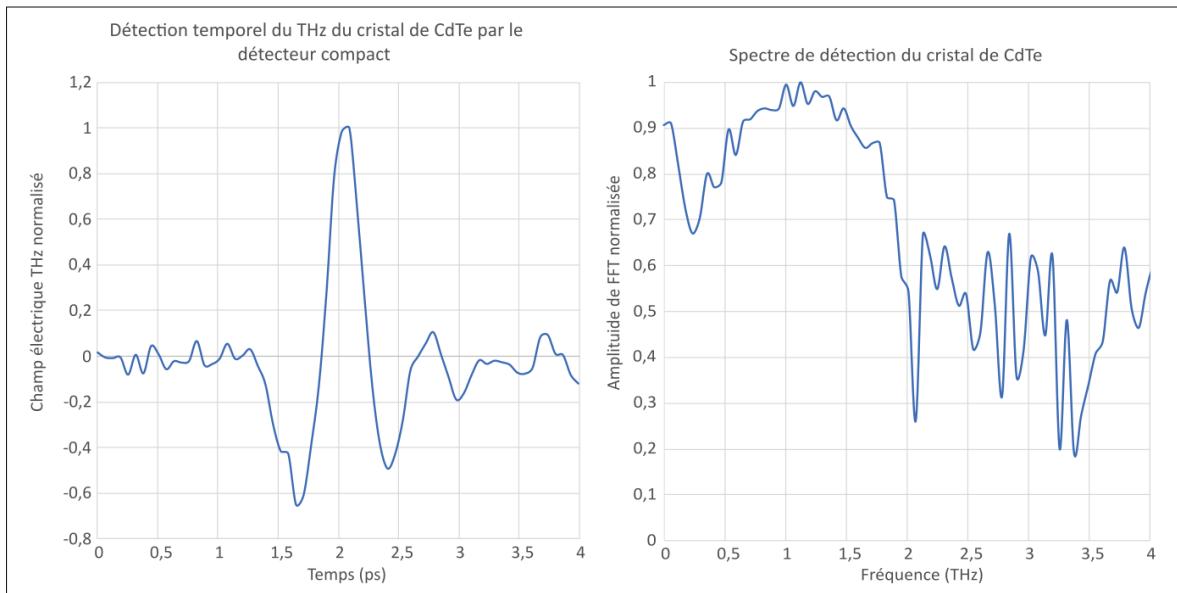


Figure 3.9 Détection de signal THz d'un cristal de CdTe par le détecteur compact. Mesure temporelle du THz (gauche), et spectre du signal temporel détecté transformé par FFT (droite)

Bien que le ratio signale sur bruit de la détection n'est pas optimale, nous avons été en mesure de détecter le signal du cristal de CdTe. Cette expérience nous montre que notre détection en utilisant notre échantillon émetteur/détecteur est opérationnelle et fonctionnelle. Le spectre du signal à une forte atténuation autour de 2 THz et une détection maximale autour de 1.1 THz, ce qui est attendu pour un redressement optique dans un cristal de CdTe. Cette première détection nous permet donc de passer vers la détection du spintronique de référence afin de vérifier qu'il est possible de détecter un signal THz plus faible que celui généré par le cristal de CdTe.

3.3.3 Détection du spintronique de référence

En utilisant le STE de référence, nous sommes en mesure de déterminer si la détection par le système détecteur/émetteur est possible dans cette configuration. Étant donné que le système doit réfléchir le signal émis par le spintronique avant de revenir au détecteur LN, l'amplitude de signal THz généré doit être relativement intense afin de compenser les pertes. Les résultats obtenus dans cette configuration sont présentés sur la figure 3.10.

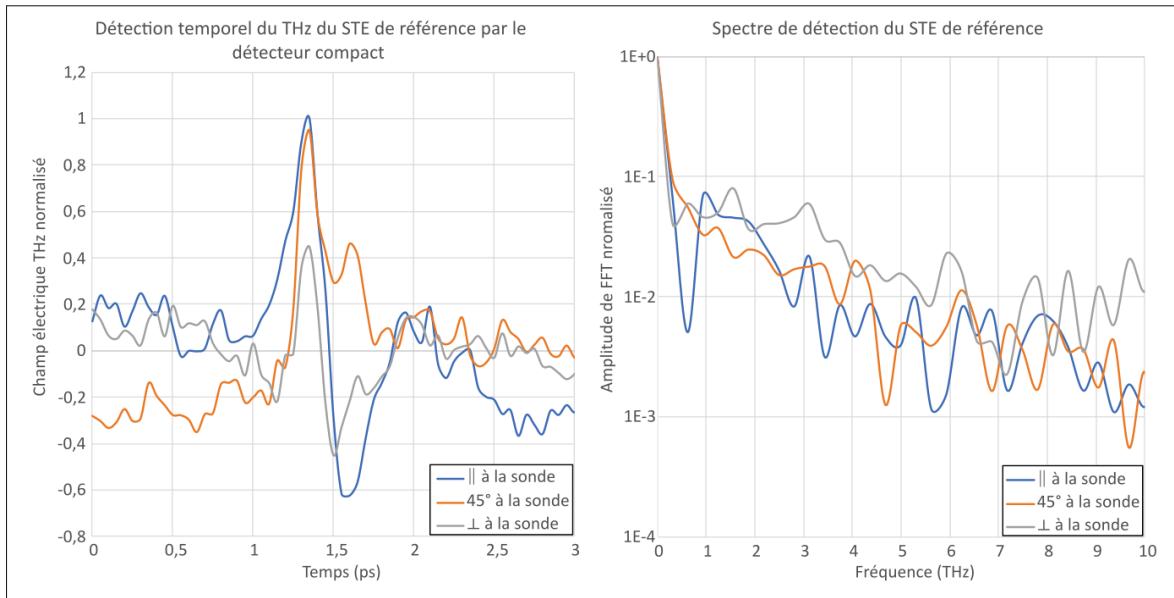


Figure 3.10 Détection de signal THz du STE de référence par le détecteur compact. Mesure temporelle du THz (gauche), et spectre du signal temporel détecté transformé par FFT (droite)

Étant donné que la détection du signal était très difficile avec la gaufre de germanium (pertes par réflexion d'une partie du signal généré par le STE), nous avons décidé de retirer la gaufre afin d'augmenter l'amplitude du signal détecté. Cependant, le passage de la pompe à travers le détecteur peut induire une génération par le cristal LN de détection. Afin de détecter si le signal provient du STE ou du LN, nous avons tourné la polarisation de la pompe avec la lame demi-onde afin d'être certains que le signal détecté ne provient pas du LN. En effet, une génération par un cristal de LN est du redressement optique et l'amplitude du signal THz généré par cette méthode dépend fortement de l'orientation de la polarisation du faisceau de la pompe

optique. À l'inverse, un signal THz généré par un spintronique ne dépend pas de la polarisation de la pompe optique. Le graphique gauche de la figure 3.10 montre la détection des différentes orientations de la pompe relative à l'orientation de la sonde. Bien que le niveau de bruit soit élevé, la détection d'une impulsion THz avec une pompe perpendiculaire à la sonde (courbe grise) est toujours présente. Cette détection est cependant moins importante que la détection parallèle à la sonde (courbe bleue), indiquant que la détection provenant du cristal de détection est un problème à résoudre avant d'utiliser le système d'émission/détection.

La détection du spectre pour chaque courbe est extrêmement bruitée, rendant l'analyse du signal très difficile. Puisque l'objectif de l'imagerie en champ proche est de récupérer l'information en fréquence de retour, la solution doit également augmenter le ratio signal sur bruit (SNR) afin de distinguer plus facilement le signal du bruit.

Les résultats de détection du spintronique et du CdTe ont tous deux fait partie d'une publication faite lors de la conférence IRMMW à Montréal suite à la détection de ces résultats (Gandubert, Ropagnol, Morris & Blanchard, 2023).

3.4 Fabrication d'électroaimants pour modulation d'un émetteur spintronique

Afin d'optimiser nos chances de générer et de détecter le signal THz par notre émetteur/détecteur, nous avons opté pour une solution permettant de doubler le signal sur bruit en évitant de moduler la pompe optique et de moduler uniquement le signal provenant de l'émetteur spintronique (Jiang *et al.*, 2022; Zagbayou *et al.*, 2023). En effet, en utilisant des électroaimants faits à la main, elles permettent d'optimiser le champ magnétique et la fréquence maximale de modulation du STE. Cette section se concentre sur les caractéristiques des électroaimants construits et l'utilisation optimale de ceux-ci.

3.4.1 Réponse en fréquence des électroaimants

Afin de déterminer les caractéristiques électriques des électroaimants, nous avons tracé la courbe de réponse en fréquence des deux bobines en utilisant le montage présenté sur la figure 2.7. La figure 3.11 présente la courbe de réponse en fréquence des deux bobines.

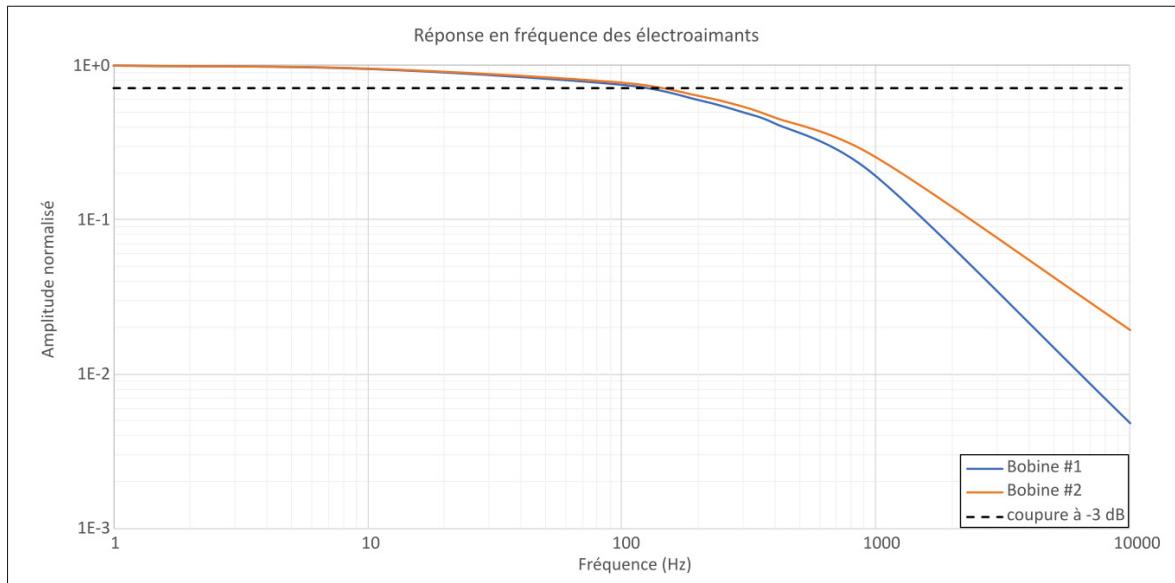


Figure 3.11 Réponse en fréquence des deux bobines de l'électroaimant pour la modulation du STE

Bien que la fabrication des deux électroaimants était identique, la réponse en fréquence est légèrement différente. Nous observons une fréquence de coupure autour de 124 Hz pour la première bobine et à 140 Hz pour la seconde bobine. La différence d'inductance des deux bobines peut affecter la réponse du circuit oscillateur pour la modulation du STE, mais ne devrait pas l'affecter significativement pour empêcher son utilisation dans le montage optique.

À partir de la fréquence de coupure observée, nous pouvons déterminer la valeur de l'inductance sachant que la résistance DC de chacune des deux bobines est exactement de 1.55Ω . La formule utilisée est :

$$f_c = \frac{R}{2\pi L} \rightarrow L = \frac{R}{2\pi f_c} \quad (3.3)$$

Les inductances trouvées pour chaque bobine sont de 1.98 mH et de 1.76 mH respectivement. En utilisant ces informations, nous pouvons créer un circuit oscillateur permettant d'augmenter la fréquence maximale de modulation.

En utilisant la fonction de transfert de l'équation 2.2, nous pouvons choisir la fréquence de modulation du circuit selon la capacité choisie dans le circuit. Idéalement, le choix de la capacité permet d'augmenter la fréquence de modulation dans les kHz, mais ne doit pas être trop élevé, puisque la tension maximale de sortie de la source est de 20 V. En utilisant un code Matlab, nous avons simulé plusieurs différentes réponses en fréquence du montage. Une réponse satisfaisante pour une capacité de 3 μ F est présentée sur la figure 3.12.

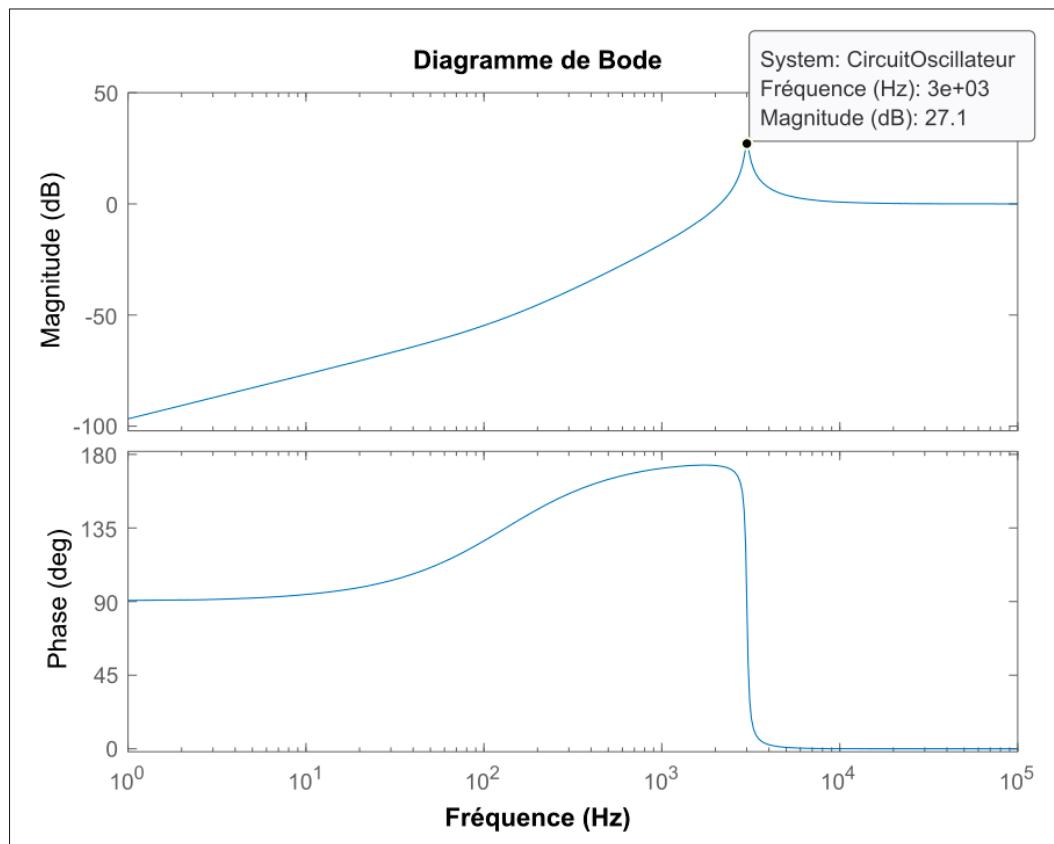


Figure 3.12 Simulation Matlab de la réponse en fréquence du circuit oscillateur

La réponse en fréquence du circuit composé d'une capacité de 3 μ F montre une forte résonance à 3 kHz. Cette fréquence est relativement élevée, permettant de réduire le niveau de bruit

de la détection, mais est assez faible pour laisser passer suffisamment de courant dans les électroaimants pour la modulation du STE. La valeur de la fréquence est arbitraire pour les tests préliminaires de cette méthode de modulation. Dans le cas où la réponse en fréquence n'est pas idéale, la valeur de la capacité peut être ajustée.

3.4.2 Limite de courant pour inversion de spin

Le fonctionnement du modulateur magnétique repose sur l'inversion de l'orientation des spins majoritaires au sein de la couche spintronique. Pour ce faire, plusieurs publications de la littérature mentionnent une limite d'hystérésis d'inversion du champ magnétique (Torosyan *et al.*, 2018; Seifert *et al.*, 2018; Chen *et al.*, 2019; Kong *et al.*, 2019). Afin de déterminer cette limite pour notre émetteur, nous allons directement utiliser un courant continu dans les électroaimants afin de déterminer le courant minimal pour l'inversion de la polarisation. Afin de déterminer si l'orientation des spins s'est inversée, nous allons réassembler le système de détection avec l'antenne photoconductrice afin d'obtenir un signal suffisamment intense pour observer la transition de l'impulsion en approchant le point limite d'inversion. Les résultats de cette expérience sont présentés sur la figure 3.13.

Les résultats obtenus montrent que le courant minimal pour l'inversion de l'orientation des spins de l'émetteur est d'environ 51 mA. Nous remarquons aussi que la transition vers le second régime est très rapide, permettant une modulation minimale du courant entre 52 mA et -52 mA pour inverser l'orientation des spins. L'intensité crête ne semble pas augmenter significativement après l'inversion de l'orientation des spins. Il ne semble donc pas nécessaire de maximiser le champ magnétique après l'inversion de la polarité du signal. Idéalement, une mesure de l'impact de différentes tensions d'alimentation de l'électroaimant aurait été faite afin de déterminer la tension idéale d'alimentation. Cette étude sera faite plus loin avec le système émetteur/détecteur.

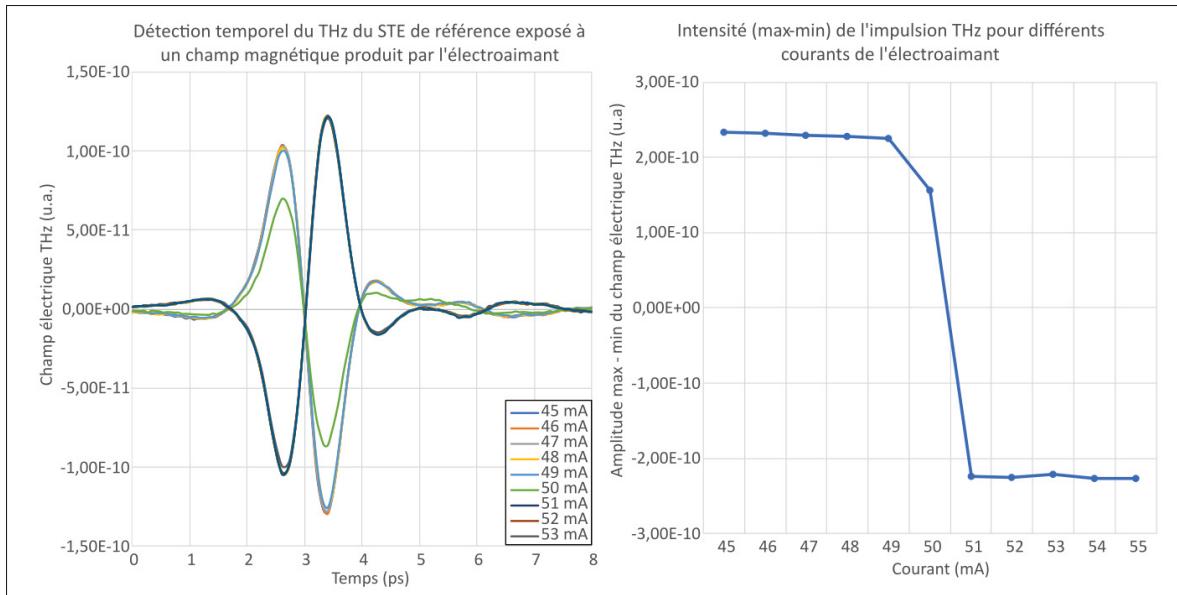


Figure 3.13 Réponse du STE à différents courants de l'électroaimant

3.4.3 Modulation d'un émetteur spintronique

Maintenant que nous avons des électroaimants fonctionnels et une limite de courant connue pour inverser le champ magnétique, nous devons vérifier que la modulation des électroaimants est détectable par l'antenne photoconductrice. Pour ce faire, nous allons changer la fréquence de modulation des électroaimants en connectant directement les bornes de l'électroaimant à la source de modulation. Nous voulons d'abord vérifier que la courbe que nous avons obtenue avec la limite de courant sera proportionnelle au champ magnétique généré pour la modulation magnétique. Les résultats de cette expérience sont présentés sur la figure 3.14.

Les résultats de l'expérience montrent que la modulation par les électroaimants du STE permet une détection du signal synchrone avec l'amplificateur à verrouillage. La fréquence de coupure combinée des deux bobines correspond également à la fréquence de coupure mesurée, confirmant l'utilité de l'ajout d'un condensateur dans le circuit, ce qui permet une fréquence de modulation plus haute.

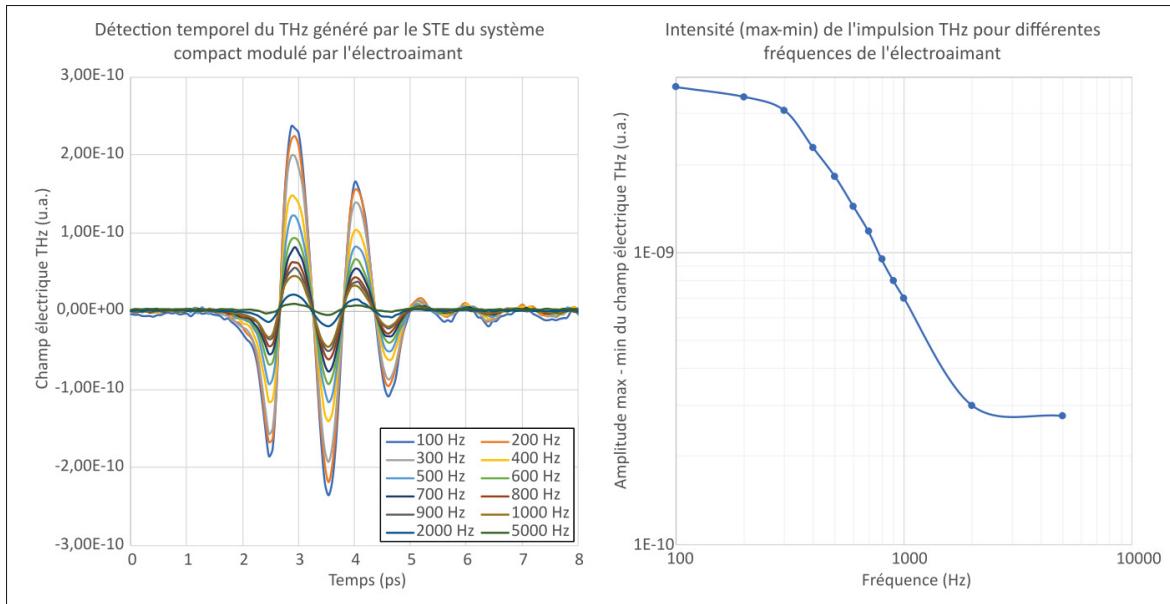


Figure 3.14 Réponse du STE à différentes fréquences de modulation de l'électroaimant

Maintenant que la modulation THz par électroaimant est validée et fonctionnelle, nous pouvons finalement tenter une détection par le détecteur EO du système compact. Bien que la plupart des paramètres importants pour la détection semblent être connus, nous allons valider le fonctionnement de chacun des paramètres avec le système complet pour la détection en champ proche.

3.5 Résultats de l'émetteur-détecteur

Afin de détecter un signal avec le système émetteur/détecteur, plusieurs essais et erreurs ont été faits afin de détecter les premiers signaux permettant de confirmer le fonctionnement du système. Certaines de ces informations comprennent :

- L'alignement du système pompe sonde expérimentale avec une attention toute particulière à la superposition des deux faisceaux. Sans cette étape, aucun signal ne pourra être détecté.
- Le temps d'intégration pour la détection, fixé sur le lock-in, doit être d'environ 3 secondes afin d'avoir un ratio signal sur bruit supérieur à 1.

- La modulation par électroaimant est nécessaire pour la détection du signal du spintronique.
- La modulation à haute fréquence et à cycle de travail très court (entre 3% et 5% de *duty cycle*) de la pompe et de la sonde est nécessaire. Retirer la modulation sur la pompe ou la sonde coupe entièrement la détection de signal. La raison semble être liée à la limite thermique du STE qui coupe entièrement la génération THz.
- La puissance de la pompe doit être près du maximum généré par le laser, donc l'énergie par impulsion pompe doit être maximisé.
- La puissance de la sonde avant l'entrée dans le système de détection ne doit pas dépasser 1 mW. Une augmentation du signal semble couper la détection au même titre que de changer le cycle de travail.

Une fois ces limites comprises et appliquées sur le système, nous avons été en mesure de détecter un premier signal du système compact. Bien que nous avons détecté un signal, nous avons réalisé que le système de détection automatique de la phase du signal par l'amplificateur à verrouillage ne fonctionnait pas pour un signal aussi faible. Pour cette raison, nous avons pris en note les trois types de données offertes par l'amplificateur à verrouillage :

- Valeur R : représente l'amplitude détectée à la fréquence de référence pour la détection. Dans ce cas-ci, la fréquence de modulation des électroaimants. La valeur de R est strictement positive.
- Valeur X : représente l'amplitude détectée à la fréquence de référence à une phase spécifique. Un signal avec une différence de phase de 180 degrés représente une valeur X négative.
- Valeur Y : représente l'amplitude détectée à la fréquence de référence à 90 degrés de la phase de référence (de sorte que $X^2 + Y^2 = R^2$). Il existe aussi la donnée de l'angle entre l'amplitude X et Y, mais cette donnée n'est pas utilisée dans ce cas-ci.

Puisque la phase de référence ne pouvait pas être détectée automatiquement, nous avons décidé de continuer les mesures en observant l'amplitude des trois paramètres jusqu'à ce que l'optimisation

du signal nous permette de synchroniser la phase de référence à la valeur X du signal et que la valeur Y soit approximativement égale à zéro.

3.5.1 Optimisation du signal détecté

En utilisant les différentes données de l'amplificateur à verrouillage, nous sommes en mesure de déterminer si l'optimisation du signal détecté provient d'une réelle augmentation du signal ou d'un simple changement de phase permettant d'augmenter la valeur de X, qui a été la valeur observée pour toutes les expériences des sections précédentes. La première expérience était de déterminer la puissance optimale de la pompe laser afin de ne pas briser l'émetteur. Ces premières données présentées sur la figure 3.15 sont étudiées avec un pourcentage de modulation de 1%.

Les résultats montrent que le niveau de bruit de chaque mesure est encore relativement élevé, mais l'augmentation de la puissance permet d'augmenter l'amplitude du signal sur toutes les valeurs de l'amplificateur à verrouillage. Bien que cette information permette d'augmenter l'amplitude du signal, il est encore trop fiable pour utiliser le système pour une détection quelconque. Une nouvelle expérience similaire utilisant la puissance et le cycle de travail a été conduite en utilisant la même méthode en observant spécifiquement l'amplitude de la valeur R. Les résultats de cette expérience sont présentés sur la figure 3.16.

En observant les nouvelles données présentées, nous remarquons que l'amplitude maximale obtenue par le système a été atteinte avec une modulation de 5% du cycle de la pompe avec 80% de la puissance. En augmentant la puissance ou le cycle de modulation, une perte significative de l'amplitude détectée est observée. La raison pour laquelle la puissance n'a pas été augmentée à plus de 90% pour la modulation à 6% et 70% pour la modulation à 7% est que la puissance maximale avec laquelle le substrat de notre émetteur/détecteur pouvait être pompé est d'environ 250 mW pour le substrat de l'émetteur/détecteur. Puisque les valeurs X, Y, et R du signal THz obtenus avec une puissance optique à 80% et une modulation à 6% étaient inférieurs à ceux obtenus avec la même puissance, mais 5% de modulation, nous avons décidé de fixer

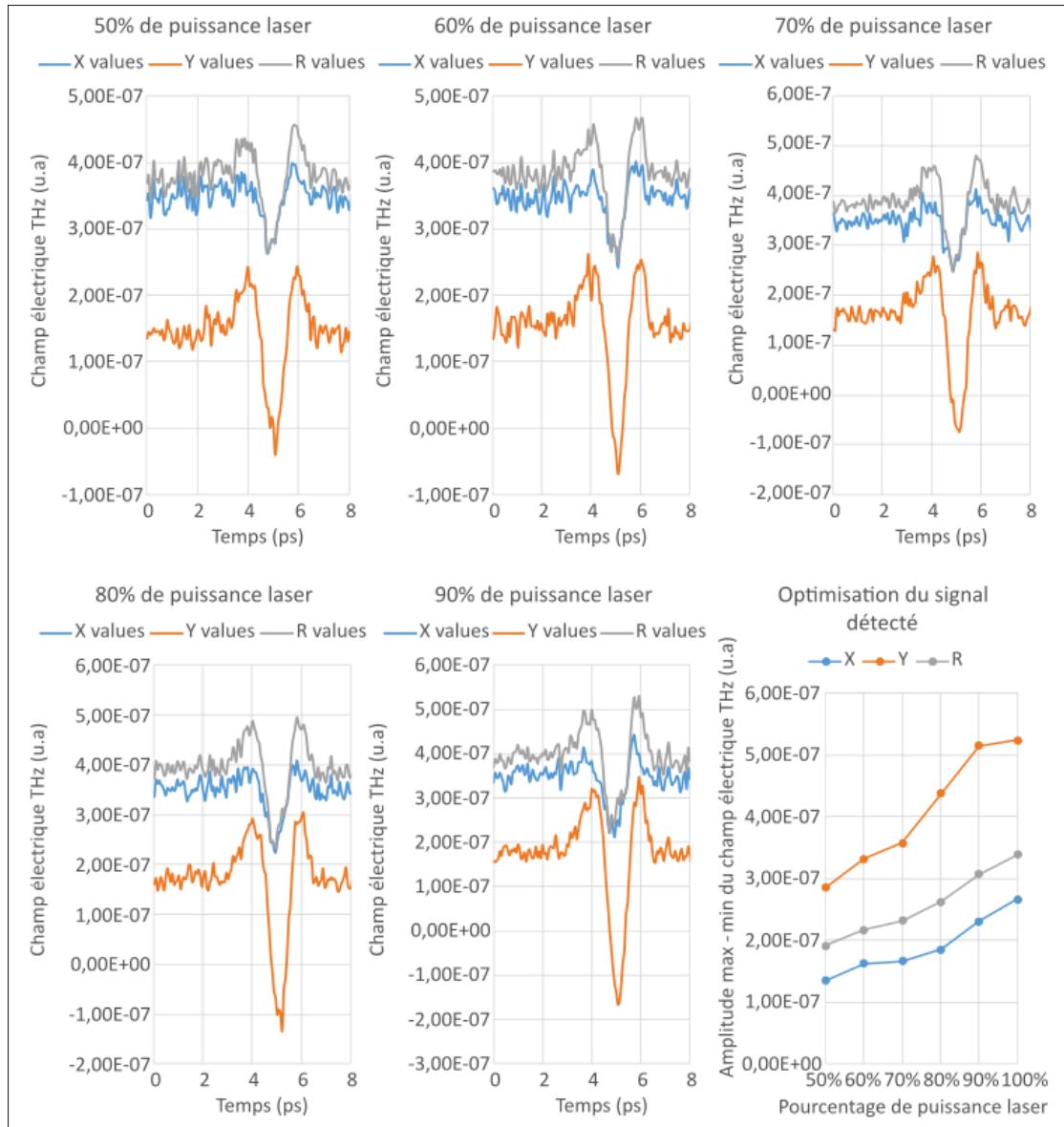


Figure 3.15 Réponse du système émetteur/détecteur à différentes puissances du laser pompe

les paramètres de pompes optiques autour de ces valeurs pour éviter d'endommager notre émetteur/détecteur. Les données prises à 7% de cycle de modulation nous confirmont qu'il y a bien une baisse de signal détecté quand le cycle de modulation dépasse les 4-5%. Ces observations suggèrent que l'utilisation d'un laser à plus bas taux de répétition, mais avec une

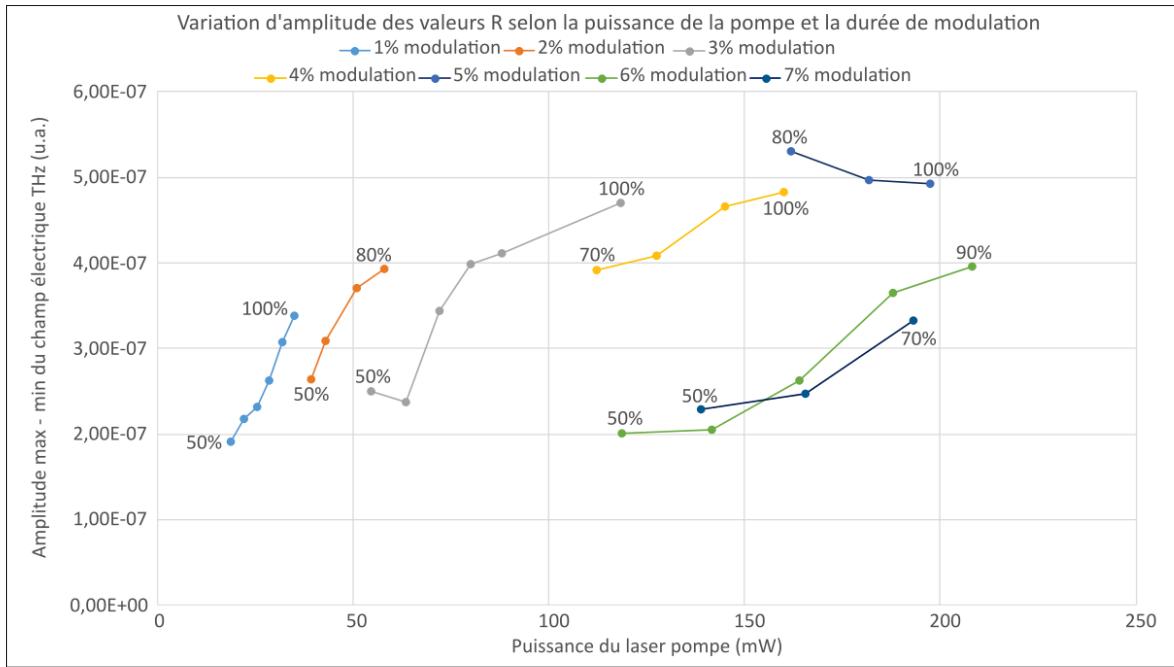


Figure 3.16 Réponse du système émetteur/détecteur à différentes puissances et cycle de travail du laser pompe

énergie par impulsion plus élevée serait probablement idéale. En effet, le changement du cycle de travail revient à simuler l'effet d'un laser avec un taux de répétition plus court.

La dernière méthode d'optimisation utilisée est l'augmentation de la fréquence du cycle de modulation de la pompe et l'augmentation de la tension de la source de tension des électroaimants. En changeant la fréquence du cycle de modulation de la pompe, les résultats de l'étude précédente peuvent changer en raison du changement de durée de relaxation entre les trains d'impulsions, mais permettent tout de même de déterminer si une fréquence du cycle de modulation de la pompe plus élevée serait plus appropriée pour la détection du signal.

La seconde expérience ne devrait pas changer l'amplitude du signal THz détecté en raison du test précédent sur le changement d'orientation des spins de l'émetteur, mais pourrait potentiellement influencer sur l'efficacité de détection du signal. Les résultats des deux expériences sont présentés sur la figure 3.17.

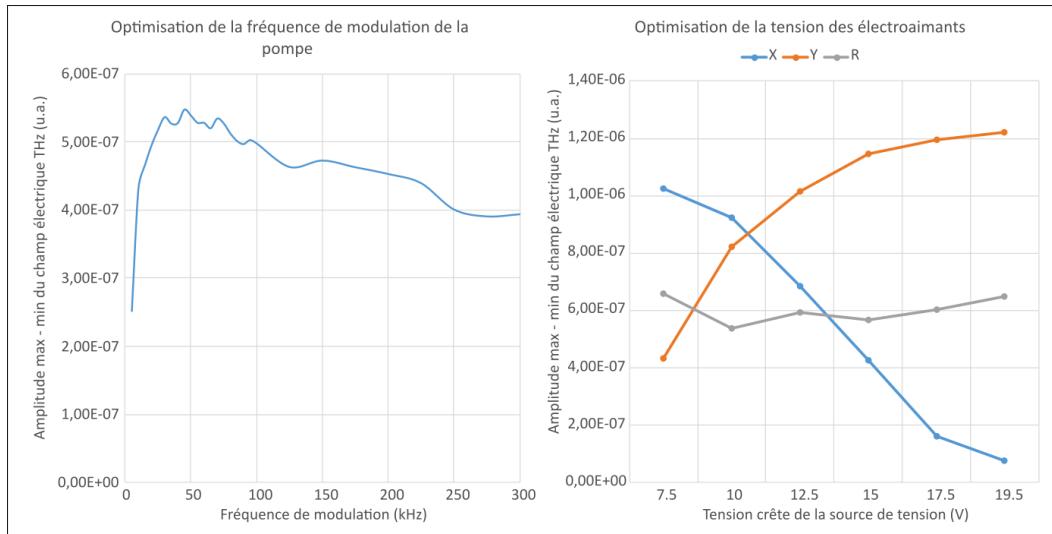


Figure 3.17 Réponse du système émetteur/détecteur à la fréquence de modulation de la pompe (gauche) et au voltage d'alimentation des électroaimants (droite)

Les résultats de cette dernière expérience montrent que la fréquence idéale de modulation est d'environ 45 kHz, plutôt que 10 kHz qui était utilisé dans les expériences précédentes. Cette modification a permis d'augmenter significativement l'amplitude du signal détecté par le système émetteur/détecteur. Une des raisons plausibles de cette augmentation de signal est la fréquence de modulation du cycle de la pompe optique plus haute, qui permet une détection du signal THz qui fonctionnait à la limite de fréquence du fonctionnement des photodiodes balancées, ce qui, au final, permettait une meilleure fonction filtre du bruit induit par les fluctuations de la pompe optique. Comme le montre la figure 3.18, notre fréquence de modulation du cycle optique optimale se situe à 45 kHz. En augmentant cette fréquence, nous observons une diminution du signal THz qui est probablement due à une durée de relaxation de l'émetteur spintronique trop courte, ce qui réduisait l'efficacité de ce dernier.

La seconde expérience montre que l'amplitude de génération (valeur R) ne change pas en fonction de la tension, mais la discrimination entre les valeurs de X et de Y a significativement augmenté. Ce changement nous a permis de détecter plus facilement la phase de référence du signal de modulation des électroaimants.

L'ensemble des méthodes d'optimisations ont permis de détecter un signal significativement plus grand que la méthode de détection initiale. C'est la première détection avec des paramètres optimisés et est présenté sur la figure 3.18.

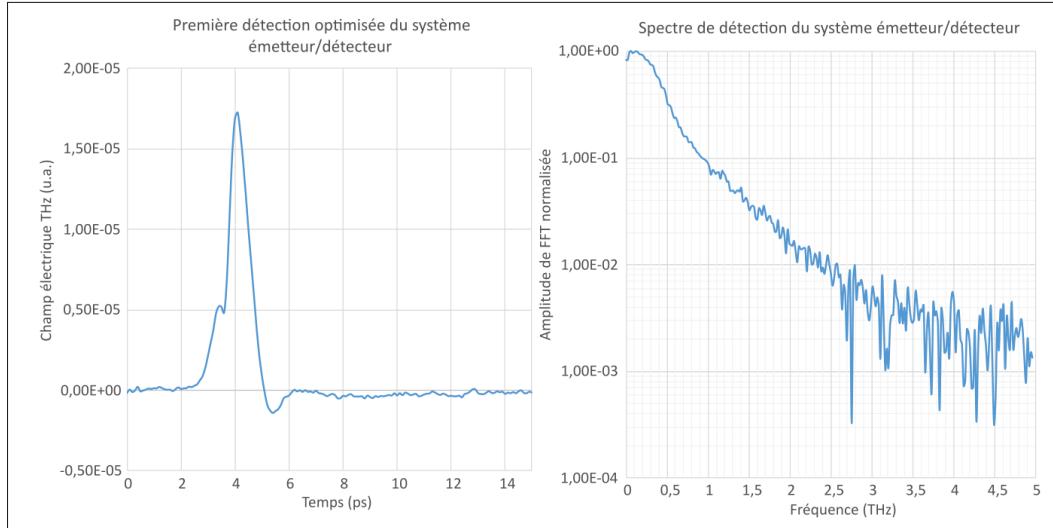


Figure 3.18 Première détection optimale du système émetteur-détecteur dans le domaine temporel (gauche) et fréquentiel (droite)

Cette première détection optimisée nous donne un signal large bande allant jusqu'à environ 2.5 THz avec un ratio signal sur bruit d'environ 500 à une fréquence centrale de 100 GHz. Nous remarquons également une déformation de l'impulsion sur la forme d'onde temporelle. Cependant, cette déformation devrait rester relativement insignifiante pour la détection d'un échantillon. Maintenant que nous avons un signal suffisamment fort, nous pouvons passer à la détection d'échantillons en réflexion par le système compact.

3.5.2 Détection par l'émetteur-détecteur

Avant de passer à des applications d'imagerie, nous devons vérifier s'il est possible de détecter en réflexion un échantillon par le système émetteur/détecteur. Malheureusement, la majorité de la pompe optique est transmise du système vers l'échantillon que nous voulons détecter. Pour cette raison, il est difficile de déterminer si le signal détecté par le système provient de

l'onde THz réfléchie ou d'un retour de la pompe optique. Malgré cette incertitude, nous avons décidé de tenter une détection d'un échantillon d'une gaufre de silicium de 400 μm d'épaisseur. Puisque nous connaissons l'indice de réfraction du silicium et l'épaisseur de l'échantillon, nous pouvons déterminer si la réflexion provient de l'échantillon ou d'une réflexion de la pompe. En considérant un indice de réfraction de 3.42 dans le silicium (Rönnne *et al.*, 1997), nous trouvons un temps aller-retour d'environ 9.12 ps. Avant l'échantillon de silicium, nous avons ajouté différentes couches de plastique permettant de couper ou atténuer et diffuser la pompe optique sans atténuer le signal THz significativement. La première détection dans le domaine temporel réussi est présentée sur la figure 3.19.

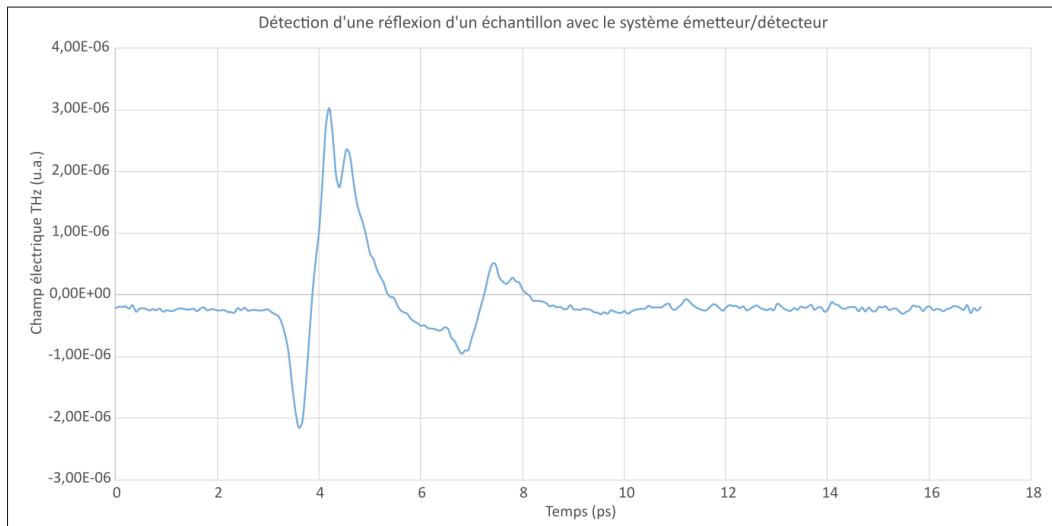


Figure 3.19 Première détection en réflexion d'un échantillon dans le domaine temporel

Cette première détection montre plusieurs modifications de l'impulsion initiale provenant de l'échantillon. La première est la détection de deux impulsions superposées sur l'impulsion principale. Cette seconde détection est probablement causée par la réflexion de la pompe optique sur la couche de plastique permettant de la diffuser et éviter la détection de réflexion multiple. Cette hypothèse est compatible avec la détection d'une impulsion en réflexion un peu plus loin dans le temps. Cette impulsion semble être une copie de la première impulsion avec les mêmes impulsions doubles. Cependant, la réflexion ne semble pas provenir de la seconde surface du silicium en raison de la durée entre l'impulsion principale et la réflexion. Nous pensons que

cette impulsion provient de la surface de l'échantillon de silicium. Puisque nous n'avons aucune autre donnée en réflexion permettant de valider le fonctionnement du système émetteur/détecteur en réflexion, la seule conclusion que nous pouvons tirer est que le système semble fonctionner, mais manque de données expérimentales pour valider son fonctionnement.

En raison de plusieurs facteurs externes à ce projet, nous n'avons pas été en mesure de terminer ou continuer cette prise de données pour confirmer le fonctionnement du système. Une continuation de recherche sur ce projet est fortement recommandée afin de valider le fonctionnement de l'émetteur/détecteur et d'utiliser ce système pour des applications d'imagerie.

CHAPITRE 4

SPATIAL AND TEMPORAL THERMAL MANAGEMENT OF A SPINTRONIC TERAHERTZ EMITTER

Gabriel Gandubert¹ , Joel Edouard Nkeck¹ , Xavier Ropagnol^{1,2} , Denis Morris³ , François Blanchard¹

¹ Département de Génie Électrique, École de Technologie Supérieure,
1100 Notre-Dame Ouest, Montréal, Québec, Canada H3C 1K3

² INRS - EMT Institut National de Recherche Scientifique,
1650 boul. Lionel-Boulet, Varennes, Québec, Canada J3X 2X9

³ Département de Physique, Université de Sherbrooke,
2500 boul. de l'Université, Sherbrooke, Québec, Canada J1K 2X9

Article soumis à la revue « Applied Photonics Express » en juin 2024.

4.1 Abstract

Abstract : This work presents methods for addressing undesirable thermal effects induced by the pump beam of an oscillator laser to improve the efficiency of a terahertz (THz) spintronic emitter (STE). We explore two approaches : spatial distribution of pump energy using a 2D lens array and temporal modulation of the pump duty cycle. Optimizing the spatial distribution approximately doubles the THz signal by increasing local heat dissipation, delaying the saturation limit. Similarly, temporal spreading of pump pulses by adjusting the duty cycle allows greater thermal relaxation within the heterostructure, enhancing the overall efficiency of THz wave generation.

4.2 Article

Terahertz (THz) waves find applications in diverse fields such as biochemistry (Seo & Park, 2020), medical diagnosis (Amini *et al.*, 2021), quality control (Wang *et al.*, 2020), communication (Nkeck *et al.*, 2022), security (Cooper *et al.*, 2011), and more. However, generating electromagnetic waves in the terahertz (THz) band (0.1 to 10 THz) presents challenges and has lacked efficient sources and detectors for decades (Leitenstorfer *et al.*, 2023). There are many methods of

generation, with two popular approaches, namely optical rectification (Pettine *et al.*, 2023) using organic (Vicario *et al.*, 2015) or non-centrosymmetric inorganic crystals (Guiramand *et al.*, 2022), and photoconductive antennas (Isgandarov, Ropagnol, Singh & Ozaki, 2021). Recently, the development of a broadband 2D spintronic THz emitter (STE) presents an interesting alternative to standard methods for the efficient generation of THz waves (Seifert *et al.*, 2016). While spintronic-based methods provide sufficient THz power for a variety of applications, their pump conversion efficiency typically remains relatively low (< 1%) (Seifert *et al.*, 2021), making any potential improvement crucial for THz development.

Recent improvements to STEs include emitter material composition (Kumar *et al.*, 2021), manufacturing processes (Nenno *et al.*, 2019), modulation techniques (Jiang *et al.*, 2022), cooling methods (Vogel *et al.*, 2022), optical pump confinement (Paries *et al.*, 2023a) and pump beam characteristics (Seifert *et al.*, 2017; Rouzegar *et al.*, 2023). Since STE is based on ultra-fast demagnetization by transferring energy to the emitter (Rouzegar *et al.*, 2022), its maximum emission efficiency saturates through thermal heating (Vogel *et al.*, 2022). The impact of the pump on the efficiency of the STE has been reported, including changes in beam size to increase the THz radiation for large area STEs (Seifert *et al.*, 2017; Rouzegar *et al.*, 2023). Laser repetition rate has also recently been reported to have an impact on the destruction threshold of STEs which is currently known to be dependent on pump fluence for kHz amplified lasers (Kumar *et al.*, 2021; Vogel *et al.*, 2022; Agarwal *et al.*, 2021). However, the destruction threshold is also dependent on the average power on CW and MHz oscillator lasers with a transition threshold around 4 MHz (Paries *et al.*, 2023b). From this study, we know that high repetition rate lasers are more damageable to the spintronic emitter, thus reducing the maximum THz generation limit. In this study, thermal dissipation on the STE surface is achieved by spatial and temporal handling of the pump beam derived from an ytterbium (Yb) laser oscillator. Spatial management of the pump beam is ensured using a 2D lens array to distribute the energy into multiple generation points on the emitter, resulting in up to a twofold increase in amplitude compared to a standard spherical lens for similar pumping area. Temporal modulation is accomplished by modulating the duty cycle of the pump beam to create pulse bursts of optimal duration to increase THz

generation. Finally, the THz response of a CdTe emitter is used to compare the expected response of different burst durations with the STE.

The spintronic device used in this work has been detailed previously for a similar configuration generating THz pulse trains (Nkeck *et al.*, 2022). In this experiment, the size of the spintronic THz emitter (STE) was reduced to a 1x1 cm² area. The experimental setup is depicted in Fig. 1 a). The laser used is the Chameleon Discovery NX with total power control (TPC), femtosecond oscillator from Coherent, Inc., which is a Yb oscillator coupled to an optical parametric oscillator (OPO). Consequently, we have two laser beam line at 80 MHz repetition rate, one fix that delivers 150 fs pulses at 1.040 μ m wavelength and a tunable source that delivers 100 fs pulses from 660 nm to 1320 nm. Both outputs are modulable by an internal acousto-optic modulator (AOM), which can be modulated up to 1 MHz with various waveforms. The fixed output can deliver up to 4.4 W and is used exclusively as the pump beam for THz emission. The tunable output can generate up to 3W of power at 800 nm, which was reduced to 10 mW to be used as the probe signal for the LT-GaAs detector antenna from TeraVil company. Modulation of the optical pump output is produced by a square wave at 30 kHz for experiments to assess the effect of spatial distribution on the emission saturation level. A rectangular wave with different duty cycles from 5% to 50% was used for measurements aimed at evaluating the effect of temporal modulation on the emission saturation level.

To study the effect of spatial distribution on the STE saturation level, two types of illumination conditions were used : conventional illumination using a spherical lens, and illumination using a 2D lens array, for similar total surface areas. For each illumination condition, the position of the transparent polymer X lens (TPX) was adjusted to optimize the THz signal detected by the PCA detector. The effective illumination area on the emitter was measured by imaging the STE surface using a wedge, a microscope objective and a CCD camera. The detected THz signal for both pumping methods exhibited similar waveforms and spectral distributions, as shown on Fig.1 b-c). These results are an indication that the illumination conditions explored here do not affect the generation mechanism at play.

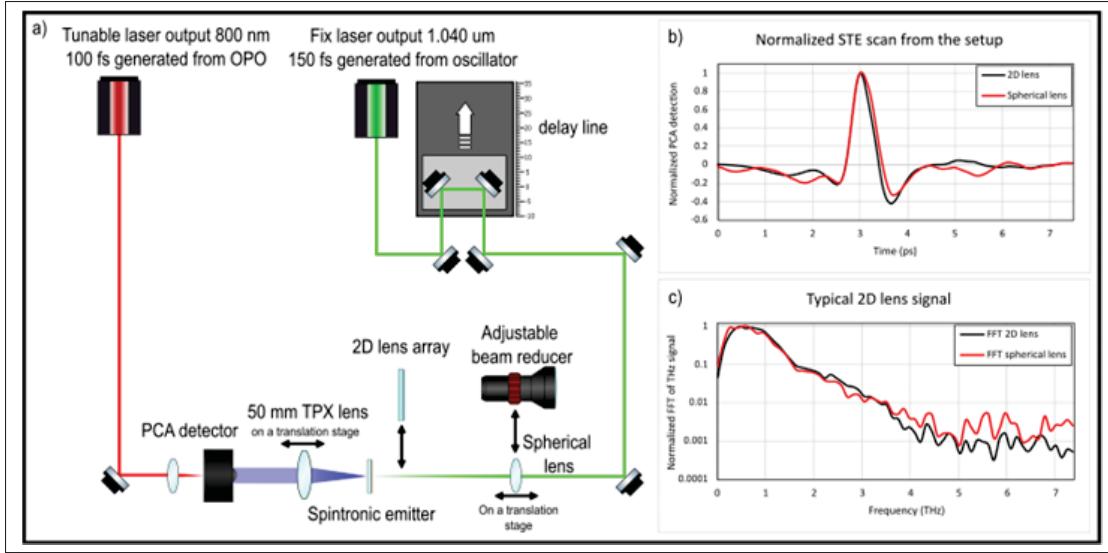


Figure 4.1 Experimental setup of the system a) for the generation via STE by a spherical lens/2D lens matrix and the detection via photoconductive antennas of THz waves. (b) Time variation of the THz field generated by the STE when pumped with a 2D lens matrix (9 spots) and the spherical lens (0.01 mm^2) and c) their respective spectra

The characterization of the STE is done through a THz field dependence as a function of optical power in both cases and compared its different saturation levels. As the STE tends to be easily damaged by the optical pump beam (Kumar *et al.*, 2021; Paries *et al.*, 2023b), we took care to avoid damaging the STE and confirm its integrity by measuring its thermal hysteresis cycle. The saturation point is determined by the maximal THz generation achieved by the emitter before the peak-to-peak THz signal reduces for a higher pump laser fluence. By taking a discreet number of points, the saturation point is determined by the zero crossing of the derivative of the peak-to-peak graph.

For the temporal modulation experiment, no adjustment was required in the detection arm when transitioning between the two pumping methods. Thus, an off-axis mirror was used with the PCA instead of a TPX lens, as shown on Fig. 1 a). For this experiment, the beam was focused on the emitter surface onto a spot area equal to 0.46 mm^2 . Considering that the lock-in amplifier filters out all frequencies other than the fundamental modulation frequency at 30 kHz, we need to correct the measured signal to account for the variation in frequency content of the

modulation signal when the duty cycle changes. The correction factor is inversely proportional to $\sin(DC \cdot \pi)$, where DC corresponds to the duty cycle in the range [0, 0.5]. The behavior of the corrected amplitude of the THz beam generated as a function of the wave modulation duty cycle was obtained for two types of source : the spintronic emitter and a CdTe crystal. Unlike spintronic emitters, CdTe crystals are robust emitters, based on the optical rectification mechanism, which should not present any saturation effect under the excitation conditions explored in this work (Xie *et al.*, 2006; Ropagnol *et al.*, 2020). To evaluate the effect of pulse relaxation, a previous study considered the thermal dissipation of the metallic heterostructure as a uniform plane (of surface A and thickness Δx) and the thermal impact of multiple consecutive pulses in time by Fourier's law (Agarwal *et al.*, 2021). Considering the conductivity of the metal layers (C), the thermal dissipation factor (k), the room temperature (T_R), and the increase in temperature for the nth pulse (P), the theoretical equation is :

$$T_{0,n+1} = T_R + \left(T_{0,n} + \frac{P}{C} \right) e^{-kAt/C\Delta x} \quad (4.1)$$

The limit of this equation is linked to the thickness of the emitter for electron scattering in a metallic thin film (Hohlfeld *et al.*, 2000), the heat conductivity of the materials used for the heterostructure, and the high repetition rate. In another study, the saturation limit of an STE pumped with a high repetition rate laser change from a pulse energy dependence to an average power dependence for a repetition rate over 4 MHz (Paries *et al.*, 2023b). Therefore, due to this identified limitation, the thermal relaxation model needs further tests in the high repetition rate regime to reduce the impact of short pulse bursts.

For the 2D lens, five illumination conditions were considered, with 1, 4, 9, 16 and 25 micro-spots corresponding to areas of 0.00151, 0.00776, 0.0241, 0.085 and 0.127 mm², respectively. With the spherical lens, five equivalent areas with spot sizes ranging from 0.00133 to 0.178 mm² were tested. Fig. 2 a-j) shows the image of the optical spot for the 2D lens (a-e) and the spherical lens (f-j). When using the 2D lens, we noticed that the amplitude distribution between the different spot size is not uniform as shown on Fig. 2 k). Fig. 2 m). We attribute this observation to the

gaussian intensity distribution of the laser beam, which is only enlarged by the beam expander. The area of each spot is estimated from the effective diameter measured at half-height of the intensity profile, and the total illuminated area is obtained from the sum of these areas. This total surface was compared to the one calculated using the effective diameter of the beam spot obtained with the spherical lens. Note that the diameter of each beam spot produced by the 2D lens is independent of the size of the optical beam illuminating that lens and is equivalent to the smallest spot size obtained with the spherical lens when the STE is in focus (Fig. 2 f).

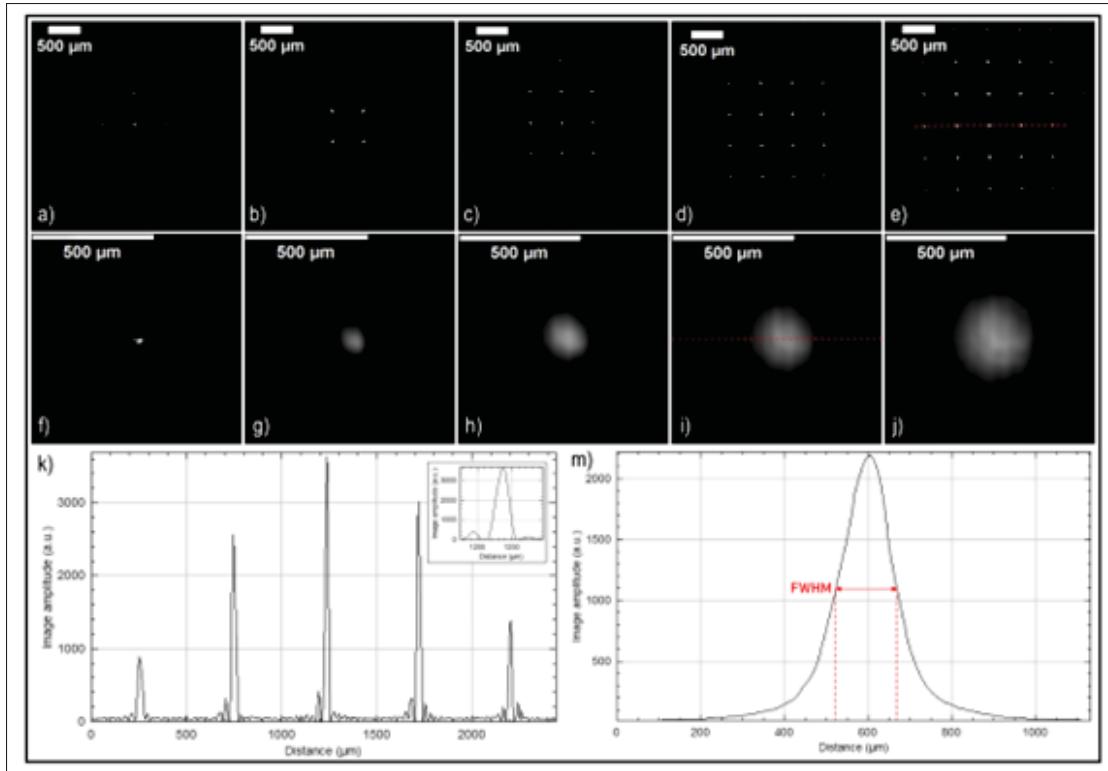


Figure 4.2 Spot size images for a-e) 2D matrix lens and for f-j) spherical lens. k) Spot profiles extracted from the red line in e) and m) for 2D and spherical lens beams, respectively

For each pump distribution, the pump power was scaled until the THz signal decreased. This method was first validated by a power dependent hysteresis experiment illustrated in Fig. 3 a). The time delay between the power scaling down and up of the hysteresis was 20 min, which is considered more than enough for the STE to cool down and get back to its initial performances. This experiment was repeated multiple times to ensure the emitter's saturation did not cause

permanent damages, which could lead to a reduction of the THz field from one measurement to the other. The thermal hysteresis graph was produced using an expanded beam to cover most of the spintronic emitter's surface with the 2D lens array. A similar experiment using a 0.01 mm^2 spherical lens showed a comparable curve recovery but with a lower power threshold.

The result of power scaling for each pump beam distribution is shown in Fig. 3 b) for the 2D lens and Fig. 3 c) for the spherical lens. In both instances, the peak-to-peak amplitude reaches saturation after a certain pump power level, beyond which the signal begins to reduce. In the case of the spherical lens, the irregular shape is of unknown origin but resembles the Fig. 3 a) on the second power scaling of the thermal hysteresis. Since the saturation value remains the same in both cases, the data remains valid for comparison with the 2D lens. One of the major results is that the distributed dots of the lens array (depicted in Fig. 3 b) improved heat dissipation, leading to a higher THz saturation point compared to an equivalent area on the spherical lens (Fig. 3 c). This increase of the THz field is attributed to the larger perimeter around the illuminated area for a similar surface, facilitating heat dissipation.

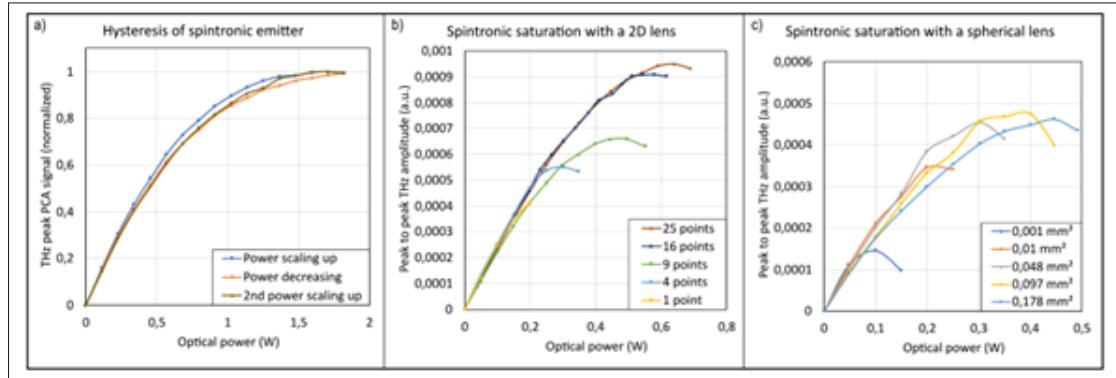


Figure 4.3 Power scaling on the spintronic emitter for a) the thermal hysteresis curve example for the spherical lens, b) the 2D matrix lens of different sizes and c) the spherical lens of different sizes

To provide a deeper understanding of the pump distribution on Fig. 2 and the data presented on Fig. 3, a comparison between surface area, maximum amplitude, number of points source and saturation power is illustrated in Fig. 4.

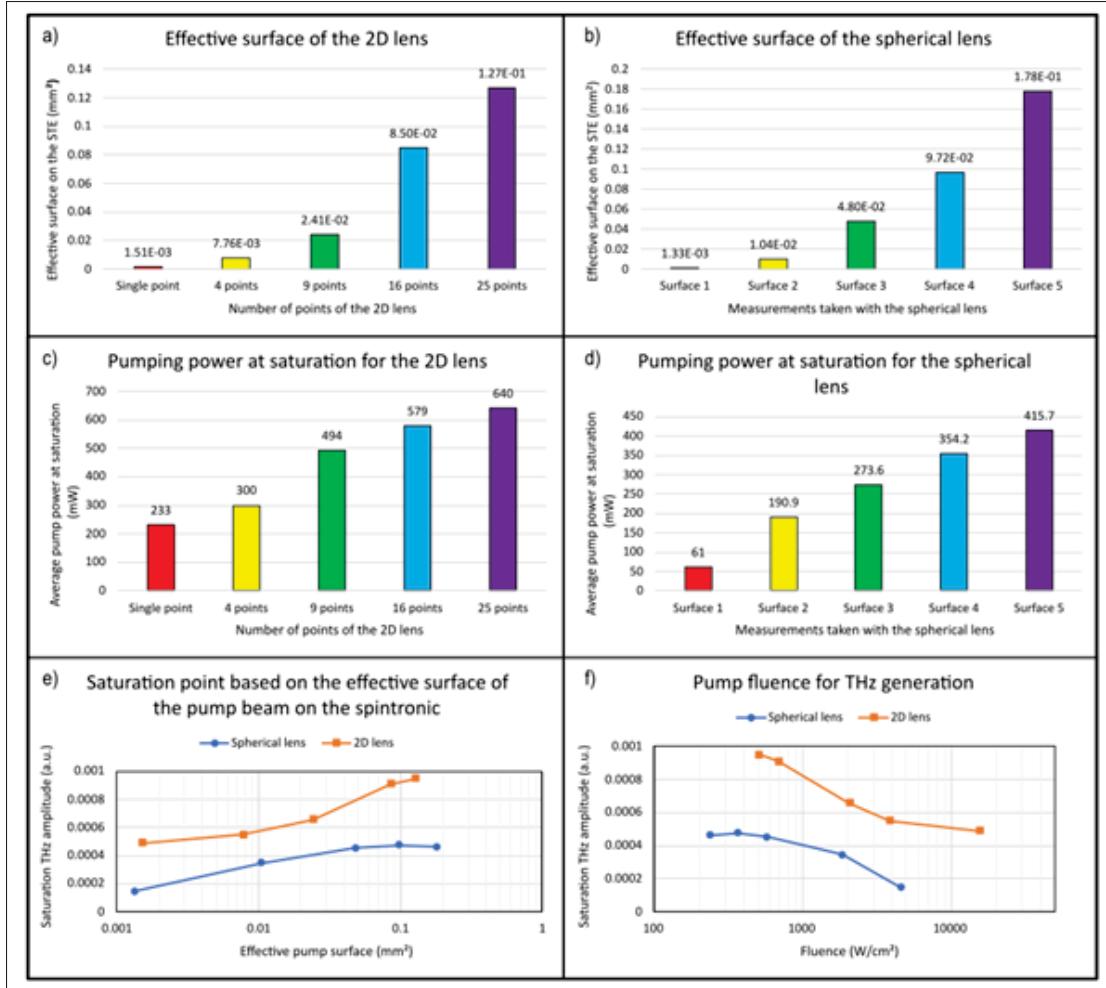


Figure 4.4 Results of spatial distribution of the pump on a STE. Effective surface of the a) 2D lens matrix and b) spherical lens. Saturation power threshold for c) 2D matrix lens and d) spherical lens. e) Comparison graph between the saturation amplitude of the THz peak-to-peak for each surface area and f) THz generation based on pump fluence

As the area of the illuminated area changes based on the type of lens, the increase of the pumped surface for each size is plotted on Fig. 4 a) for the 2D lens and on Fig. 4 b) for the spherical lens. Since the area for each experiment are similar and the area increase follow a similar curve, the results of both configurations can be compared.

With similar areas however, the maximum optical pump power differs for each lens, as displayed on Fig. 4 c) for the 2D lens using more power and 4 d) for the spherical lens using less power.

This behavior shows that the entire surface of the emitter is used to accumulate the thermal energy of the pump, which is distributed more efficiently with the 2D lens. Even by distributing the power over a large surface, the total size of the emitter needs to be considered to increase the saturation limit.

Fig. 4 e) presents the relation between the detected THz signal at saturation and the total surface of the pump on the STE. Interestingly, when we compare the evolution of the saturation power as a function of the effective illumination area of the STE, we have a similar behavior for the 2D lens matrix and the spherical lens. However, the THz field reaches a higher saturation limit with the 2D lens matrix with up to 2 times larger field at saturation. While the configurations investigated in this research are insufficient to state the limit for the maximal surface area, it is noteworthy that the THz saturation amplitude for the spherical lens reaches a maximum at 0.097 mm^2 and then starts to decrease around 0.178 mm^2 . Since the THz signal drop is not very significant, we are not sure if it is a beginning of decrease in THz field or if a plateau is reached. Further investigations are needed but similar conditions were met in another experiment and stated that the power should decrease for larger surface areas for a kHz repetition rate laser (Vogel *et al.*, 2022). The reason larger surface areas were not attempted with the 2D lens is due to limitations imposed by the beam expander and the size of the 2D lens array.

Compared to previous research (Kumar *et al.*, 2021; Vogel *et al.*, 2022; Paries *et al.*, 2023b), the saturation limit of the emitter is relatively low, with a saturation limit in the order of kW/cm^2 at a wavelength of $1\mu\text{m}$ and repetition rate of 80 MHz compared to an order of GW/cm^2 in the kHz range at 800 nm (Kumar *et al.*, 2021). This fluence saturation limit was explored recently on a fiber-tip STE, showing that higher repetition rate lasers will reduce the fluence saturation limit for a repetition rate of 80 MHz in the order of $70 \mu\text{J/cm}^2$ at 1550 nm (Paries *et al.*, 2023b). While the STE used in this experiment seem to reach a lower saturation limit, the relative difference between the 2D lens array and the spherical lens can be observed on Fig. 4 f). For both pumping methods, the detected THz amplitude is decreasing with an increasing fluence, but the detected signal is significantly stronger with the 2D lens. While the saturation limit drops significantly for higher fluence, the lens matrix seems to reach an asymptote for higher fluence. The findings

from both the 2D matrix lens and the spherical lens confirm that a larger pump surface results in a stronger THz signal which is in adequation with other works (Vogel *et al.*, 2022; Seifert *et al.*, 2017; Rouzegar *et al.*, 2023).

As the surface distribution of the pump can enhance the saturation limit of the emitter, a temporal separation of the pump pulses can increase the efficiency by leaving time to dissipate the accumulated thermal energy. The optical pump energy scaling of the peak-to-peak THz pulse generated by the STE is shown for 50% and 25% duty-cycle in fig. 5 a). As expected, the response from the STE pumped with 25% duty cycle is less potent at low optical energy than its response when pumped with 50% duty cycle. Since the STE saturates around 33 nJ at 50% duty cycle, the 25% duty cycle allows an increase of the pulse energy and generation of larger THz signal above 40 nJ. Consequently, in this configuration, the optical power, and thus, the induced thermal effect is not the same between 25% and 50% duty cycle, despite the laser energy remaining constant. Due to this effect, the following part of the article will only consider the energy per optical pulse for the power scaling, since the average power is also affected by the duty-cycle.

To better understand the effect of the duty cycle itself, Fig. 5 b) presents the behavior of the spintronic emitter at two distinct energy levels : one at 27.0 nJ selected to be below the saturation point of the 50% duty cycle optical pump, and one at 38.5 nJ above the saturation limit. As anticipated, the curve for 38.5 nJ is much more pronounced, but it also indicates a significative decrease in efficiency of the emitter at a duty cycle higher than 35% in that specific configuration. Comparing the two energy levels reveals that the optimal duty cycle can vary for different peak powers, proving that low repetition rate and high peak optical intensity lasers are better for THz generation with a STE. This behavior is likely influenced by the spintronic saturation resistance, which depends on manufacturing methods, substrate type, and thin film optimization.

To compare the different lock-in response of different duty-cycle with the STE, Fig. 5 c) compares the previous STE response to the one obtained with a 0.9 mm thick CdTe crystal pumped with the same optical energy. Since the field of THz pulses generated from a CdTe follows a linear

response to the optical pump power scaling, its response fits perfectly the theoretical curve for both pump energy, while the two spintronic responses appear to deviate at a lower modulation width for a larger energy.

Lastly, Fig. 5 d) illustrates the correlation of the curves presented in Fig. 5 c) based on the theoretical formula. This curve was calculated by reversing the theoretical equation to remove the effect due to the theoretical lock-in response proportional to $\sin(DC \cdot \pi)$. By removing the sin function, the lock in response becomes linear which helps greatly to observe from which point each emitter deviate from the theoretical curve. We observed that the CdTe emitter follow perfectly this linear theoretical response while the STE deviates at 35% and 40% duty cycle when respectively pumped with 38.5 and 27 nJ optical energy. Fig. 5 d shows that the curve obtained in Fig. 5 b) and 5 c) are caused by the lock-in detection and not a nonlinear response of the spintronic. This data suggests that the use of shorter duty cycle is advantageous, since the maximal optical pump energy is increased before reaching the saturation regime. Consequently, the maximum generated THz signal is similarly increased despite the sine attenuation factor of the lock-in amplifier. The maximum gain from this technique varies depending on the spintronic emitter but presents an alternative solution to extend the saturation limit of the emitter by reducing the duty cycle, mimicking the behavior of a lower repetition rate oscillator laser.

In this experiment, we manipulated the spatial and temporal distribution of the optical pump from a MHz oscillator laser onto a STE to enhance its saturation limit by optimization of the heat dissipation. Using the lens matrix, we dispersed the power into multiple distinct points, effectively doubling the saturation level of the generated THz electric field of the spintronic emitter compared to a single larger point from a spherical lens. Temporally, we varied the pump energy distribution by adjusting the duty cycle of the modulation. We demonstrated that by reducing the duty cycle, the saturation limit of the STE increased allowing to use larger optical pump energy onto the STE leading to the generation and the detection of larger THZ signals. The optimal duty cycle ratio may vary for different peak energies but can be utilized beyond the known saturation limit to amplify the THz signal. This approach is particularly beneficial for enhancing the efficiency of a MHz repetition rate oscillator by emulating the relaxation time

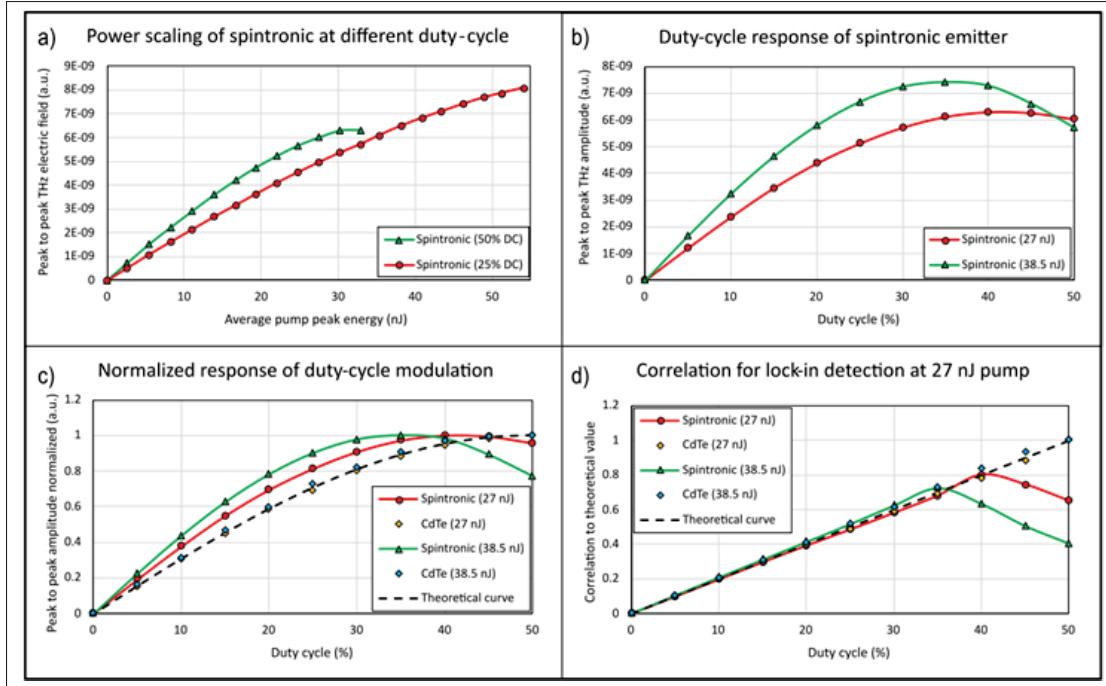


Figure 4.5 THz peak-to-peak intensity for temporal distribution of the pump power on the STE. a) Power scaling of the pump on the STE for 50% and 25% duty cycles, b) duty cycle scaling on the STE, c) normalized duty cycle response of the STE and CdTe and, d) theoretical correlation with the experimental values of the CdTe and STE

of a kHz laser. Although the lock-in detector only registers the fundamental frequency of the modulation, this method allows for the detection of stronger THz signals. These innovative solutions offer avenues to achieve higher THz generation with a MHz oscillator laser, both spatially and temporally.

Acknowledgments F. B. gratefully acknowledges financial support from NSERC grant number 2023-03322, and the CRC tier2 grant number CRC-2019-127 on Spatiotemporal encryption of THz light. We also acknowledge the financial support from the NSERC and FRQNT for Canadian and Quebec's Graduate Scholarship.

CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

5.1 Conclusion

En conclusion, ce mémoire décrit le développement d'un système émetteur/détecteur THz, permettant une détection en champ proche d'un échantillon. À partir de cet émetteur/détecteur, la configuration idéale pour la génération/détection de signal THz doit respecter les conditions suivantes :

- La superposition de la pompe et de la sonde doit être la plus exacte et précise possible, sans quoi le signal ne sera pas détecté.
- Après optimisation, le temps d'intégration pour la détection THz doit être d'au moins 300 millisecondes afin d'avoir un ratio signal sur bruit satisfaisant (au moins supérieur à 100).
- La modulation par électroaimant de l'émetteur est nécessaire pour l'augmentation de la détection du signal THz généré par le spintronique. La tension de modulation des électroaimants nécessaire pour inverser la polarité du signal THz et donc pour doubler l'amplitude du ratio signal sur bruit doit être maximisée.
- La modulation obligatoire du cycle de la pompe et de la sonde optique doit être faite à haute fréquence (45 kHz) et à un cycle de travail très court (entre 4% et 5% de *duty cycle*). Retirer la modulation sur la pompe ou la sonde coupe entièrement la détection du signal THz. La raison semble être liée à la limite thermique du STE qui coupe entièrement la génération THz.
- L'énergie par impulsion de la pompe optique doit être la plus proche possible du maximum généré par le laser.
- La puissance de la sonde avant l'entrée dans le système de détection ne doit pas dépasser 1 mW. Une augmentation de la puissance de la sonde semble diminuer fortement la détection du signal THz. Il en est de même pour la durée du cycle de travail de la pompe et de la sonde optique.

Une fois ces conditions remplies, il est possible de générer un signal assez puissant pour une détection jusqu'à environ 2.5 THz. Malheureusement, la détection en réflexion n'était pas concluante en raison d'une ambiguïté du signal détecté dû aux nombreuses interfaces que les différents faisceaux (pompe et sonde optique et THz) ont dû traverser. Pour cette même raison, toute application d'imagerie n'a pas pu être poursuivie pour le moment.

Le processus d'optimisation du système a permis de publier un article scientifique sur des méthodes permettant de repousser les limites de générations d'un émetteur spintronique. Bien que la méthode de séparation spatiale présentée dans l'article n'est pas utilisée pour le système émetteur/détecteur, la modulation du cycle de travail était une des clés d'optimisation de génération du système compact.

5.2 Recommandations pour la continuation de la recherche

En fonction des résultats obtenus dans ce mémoire, l'objectif d'imagerie en champ proche avec un système émetteur-récepteur n'est toujours pas atteint. Pour atteindre cet objectif, des recommandations de développement sont présentées. Nos recommandations sont séparées en deux parties : (1) développer certaines améliorations du système émetteur/détecteur en séparant la pompe optique de l'onde THz et (2) concevoir un système d'acquisition afin de former une image en champ proche en utilisant le transducteur THz. Une description plus détaillée des améliorations proposées est présentée dans les sous-sections suivantes.

5.2.1 Conception d'une nouvelle version de l'émetteur/détecteur

Bien que ce système émetteur/détecteur a le potentiel de former une image complète dans son état actuel, la confusion entre la réflexion de la pompe optique et le faisceau THz rend la détection complexe. Afin de corriger ce problème, il est fortement recommandé d'ajouter une couche de haute réflexion après l'émetteur spintronique ou un matériau permettant d'absorber

la pompe et de laisser passer le THz. Dans ce cas, l'onde THz sera le seul signal pouvant être détecté après l'impulsion initiale de référence. Un autre avantage de cette solution est qu'il permet d'isoler la couche mince spintronique de l'échantillon. Cette séparation permet de mettre en contact l'échantillon sans risque d'endommager l'émetteur et permet un remplacement facile de l'échantillon et un nettoyage de la surface d'appuis pour un échantillon ou une surface à détecter.

Une autre solution intéressante à explorer serait le couplage d'une fibre optique avec maintien de polarisation sur le système émetteur/détecteur. Certaines publications présentent déjà des émetteurs spintroniques déposés sur l'extrémité d'une fibre optique (Paries *et al.*, 2023a), l'ajout de plusieurs couches minces pour la détection en champ proche pourrait être une application enviable. Le système pourrait alors être monté dans une orientation arbitraire sans perdre l'alignement entre la pompe et la sonde en plus de s'adapter à une surface pour la détection THz. Dans cette configuration, l'imagerie point par point serait privilégiée, mais deviendrait plus précise pour l'imagerie en réflexion et pour différentes applications industrielles.

Une autre recommandation est d'avoir un système relativement large pour optimiser la dissipation de l'énergie sur la surface du spintronique. Puisque le système conçu n'était que de 5 mm x 5 mm, la quantité d'énergie de pompe, avec laquelle nous pouvions pomper notre émetteur/détecteur avant d'atteindre ses limites est limitée comparée à des émetteurs spintronique à large surface (Seifert *et al.*, 2018). À notre connaissance, le développement d'un émetteur/détecteur plus large aurait un coût beaucoup trop élevé pour la recherche universitaire, mais reste une perspective à considérer pour la suite de ce projet.

5.2.2 Tests et applications d'imagerie avec l'émetteur/détecteur

Notre objectif initial était de développer un système émetteur/détecteur à des fins d'imagerie en réflexion. Si le développement d'un nouvel émetteur/détecteur permettant de couper la pompe

optique est possible, une modulation spatiale de la pompe optique pour une détection compressée de l'image serait envisageable. En ajoutant un système de micromiroirs digital (*digital micro-mirror device* ou DMD), nous serons en mesure de capturer une image de l'échantillon sans bouger l'échantillon ou l'émetteur/détecteur. Dans ce cas, il faudrait remplacer la lentille par un système optique permettant de former une image réduite du DMD sur le spintronique. La détection de ces images dans le domaine temporel permettrait de produire une image en trois dimensions de l'échantillon avec la résolution d'un microscope THz. En ayant une impulsion de référence telle que présenté dans la section des résultats ce de mémoire, nous serons également en mesure de mesurer la distance de chaque point, agissant comme un LIDAR THz.

Il serait également possible de simplement déplacer l'échantillon ou l'émetteur/détecteur avec l'échantillon attaché sur celui-ci afin de former une image équivalente à la méthode de balayage de trame. Dans ce cas-ci, la résolution sera probablement déterminée par le déplacement minimal du système, limitant l'un des avantages les plus importants du système proposé.

ANNEXE I

CODE MATLAB POUR LA RÉPONSE EN FRÉQUENCE DES ÉLECTROAIMANTS

Ce code permet de simuler la réponse en fréquence du circuit présenté sur la figure 2.8 de la section 2.3.1.2 du document.

%% Entete du code

```
% Description      : Programme de reponse en frequence des
                     electroaimants
%
                     pour la modulation magnetique d'un emetteur
%
                     spintronique.

% Auteur          : Gabriel Gandubert
% Derniere mod   : 18 juin 2024
% Version Matlab : R2021a

%% Declaration des variables
```

```
C = 3e-6;
L1 = 1.989e-3;
L2 = 1.762e-3;
R1 = 1.55;
R2 = 1.55;
```

%% Creation des fonctions de transfert

```
% Fonction de transfert du circuit sans condensateur.
numerator1 = [L2+L1,R1+R2];
denominator1 = [L1*L2, R1*L2+R2*L1, R1*R2];

sys1 = tf(numerator1,denominator1);
```

```
% Fonction de transfert du circuit avec condensateur.
numerator2 = [C*L1*L2, C*(R1*L2+R2*L1), C*R1*R2, 0];
denominator2 = [C*L1*L2, C*(R1*L2+R2*L1), C*R1*R2+L2+L1, R1+R2
];
CircuitOscillateur = tf(numerator2,denominator2);

%% Affichage de la reponse en frequence
figure(1);
h = bodeplot(sys1);
setoptions(h, 'FreqUnits', 'Hz');           % Changement de l'axe de
rad/s a Hz

figure(2);
h = bodeplot(CircuitOscillateur);
setoptions(h, 'FreqUnits', 'Hz');           % Changement de l'axe de
rad/s a Hz
```

BIBLIOGRAPHIE

- Agarwal, P., Medwal, R., Kumar, A., Asada, H., Fukuma, Y., Rawat, R. S., Battiato, M. & Singh, R. (2021). Ultrafast Photo-Thermal Switching of Terahertz Spin Currents. *Advanced Functional Materials*, 31(17), 2010453. doi : 10.1002/adfm.202010453.
- Amini, T., Jahangiri, F., Ameri, Z. & Hemmatian, M. A. (2021). A Review of Feasible Applications of THz Waves in Medical Diagnostics and Treatments. *J Lasers Med Sci*, 12, e92. doi : 10.34172/jlms.2021.92.
- 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/JOSAB.36.002593.
- Angrisani, L., Bonavolontà, F., Cavallo, G., Liccardo, A. & Schiano Lo Moriello, R. (2018). On the measurement uncertainties of THz imaging systems based on compressive sampling. *Measurement*, 116, 83–95. doi : 10.1016/j.measurement.2017.10.030.
- Aoki, K., Savolainen, J. & Havenith, M. (2017). Broadband terahertz pulse generation by optical rectification in GaP crystals. *Applied Physics Letters*, 110(20), 201103. doi : 10.1063/1.4983371.
- Auston, D. H., Cheung, K. P. & Smith, P. R. (1984). Picosecond photoconducting Hertzian dipoles. *Applied Physics Letters*, 45(3), 284–286. doi : 10.1063/1.95174.
- Beaurepaire, E., Merle, J.-C., Daunois, A. & Bigot, J.-Y. (1996). Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel. *Physical review letters*, 76, 4250–4253. doi : 10.1103/PhysRevLett.76.4250.
- Bell, G. & Hilke, M. (2020). Polarization Effects of Electro-optic Sampling and Over-rotation for High Field THz Detection. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 41(8), 880–893. doi : 10.1007/s10762-020-00724-z.
- Blanchard, F., Razzari, L., Bandulet, H., Sharma, G., Morandotti, R., Kieffer, J. C., Ozaki, T., Reid, M., Tiedje, H. F., Haugen, H. K. & Hegmann, F. A. (2007). Generation of 1.5 μ J single-cycle terahertz pulses by optical rectification from a large aperture ZnTe crystal. *Optics Express*, 15(20), 13212. doi : 10.1364/OE.15.013212.
- Blanchard, F., Doi, A., Tanaka, T., Hirori, H., Tanaka, H., Kadoya, Y. & Tanaka, K. (2011a). Real-time terahertz near-field microscope. *Opt. Express, OE*, 19(9), 8277–8284. doi : 10.1364/OE.19.008277. Publisher : Optica Publishing Group.

- 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., Sharma, G., Razzari, L., Ropagnol, X., Bandulet, H.-C., Vidal, F., Morandotti, R., Kieffer, J.-C., Ozaki, T., Tiedje, H., Haugen, H., Reid, M. & Hegmann, F. (2011b). Generation of Intense Terahertz Radiation via Optical Methods. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 17(1), 5–16. doi : 10.1109/JSTQE.2010.2047715. Conference Name : IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics.
- Brahm, A., Wilms, A., Dietz, R. J. B., Göbel, T., Schell, M., Notni, G. & Tünnermann, A. (2014). Multichannel terahertz time-domain spectroscopy system at 1030 nm excitation wavelength. *Optics Express*, 22(11), 12982–12993. doi : 10.1364/OE.22.012982. Publisher : Optica Publishing Group.
- Bulgarevich, D. S., Akamine, Y., Talara, M., Mag-usara, V., Kitahara, H., Kato, H., Shiihara, M., Tani, M. & Watanabe, M. (2020). Terahertz Magneto-Optic Sensor/Imager. *Sci Rep*, 10(1), 1158. doi : 10.1038/s41598-020-58085-5. Number : 1 Publisher : Nature Publishing Group.
- Burford, N. M. & El-Shenawee, M. O. (2017). Review of terahertz photoconductive antenna technology. *Optical Engineering*, 56(1), 010901. doi : 10.1117/1.OE.56.1.010901.
- Chan, W. L., Charan, K., Takhar, D., Kelly, K. F., Baraniuk, R. G. & Mittleman, D. M. (2008). A single-pixel terahertz imaging system based on compressed sensing. *Applied Physics Letters*, 93(12), 121105. doi : 10.1063/1.2989126.
- Chekhov, A., Behovits, Y., Martens, U., Serrano, B., Wolf, M., Seifert, T., Münzenberg, M. & Kampfrath, T. (2023). Broadband Spintronic Detection of the Absolute Field Strength of Terahertz Electromagnetic Pulses. *Physical Review Applied*, 20(3), 034037. doi : 10.1103/PhysRevApplied.20.034037.
- Chen, M., Wu, Y., Liu, Y., Lee, K., Qiu, X., He, P., Yu, J. & Yang, H. (2019). Current-Enhanced Broadband THz Emission from Spintronic Devices. *Advanced Optical Materials*, 7(4), 1801608. doi : 10.1002/adom.201801608. _eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/adom.201801608>.
- Chen, Q., Tani, M., Jiang, Z. & Zhang, X.-C. (2001). Electro-optic transceivers for terahertz-wave applications. *Journal of the Optical Society of America B*, 18(6), 823. doi : 10.1364/JOSAB.18.000823.

- Chen, S.-C., Feng, Z., Li, J., Tan, W., Du, L.-H., Cai, J., Ma, Y., He, K., Ding, H., Zhai, Z.-H., Li, Z.-R., Qiu, C.-W., Zhang, X.-C. & Zhu, L.-G. (2020). Ghost spintronic THz-emitter-array microscope. *Light : Science & Applications*, 9(1), 99. doi : 10.1038/s41377-020-0338-4. Number : 1 Publisher : Nature Publishing Group.
- Cooper, K. B., Dengler, R. J., Llombart, N., Thomas, B., Chattopadhyay, G. & Siegel, P. H. (2011). THz Imaging Radar for Standoff Personnel Screening. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 1(1), 169–182. doi : 10.1109/TTHZ.2011.2159556. Conference Name : IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology.
- Coutaz, J.-L. (2020). *Optoélectronique terahertz*. EDP Sciences. doi : 10.1051/978-2-7598-0304-0.
- Cui, Y. & Trichopoulos, G. C. (2024). Seeing Around Obstacles Using Active Terahertz Imaging. *IEEE Trans. THz Sci. Technol.*, 1–13. doi : 10.1109/TTHZ.2024.3401041.
- Daghestani, N., Parow-Souchon, K., Pardo, D., Liu, H., Brewster, N., Frogley, M., Cinque, G., Alderman, B. & Huggard, P. G. (2019). Room temperature ultrafast InGaAs Schottky diode based detectors for terahertz spectroscopy. *Infrared Physics & Technology*, 99, 240–247. doi : 10.1016/j.infrared.2019.01.014.
- Desmaris, V., Rashid, H., Pavolotsky, A. & Belitsky, V. (2009). Design, simulations and optimization of micromachined Golay-cell based THz sensors operating at room temperature. *Procedia Chemistry*, 1(1), 1175–1178. doi : 10.1016/j.proche.2009.07.293.
- 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.
- Feurer, T., Stoyanov, N. S., Ward, D. W., Vaughan, J. C., Statz, E. R. & Nelson, K. A. (2007). Terahertz Polaritonics. *Annual Review of Materials Research*, 37(1), 317–350. doi : 10.1146/annurev.matsci.37.052506.084327. _eprint : <https://doi.org/10.1146/annurev.matsci.37.052506.084327>.

- Gandubert, G., Ropagnol, X., Morris, D. & Blanchard, F. (2023). Monolithic compact terahertz emitter and detector. *2023 48th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, pp. 1–2. doi : 10.1109/IRMMW-THz57677.2023.10299230.
- 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.
- Guerboukha, H., Cao, Y., Nallappan, K. & Skorobogatiy, M. (2020). Super-Resolution Orthogonal Deterministic Imaging Technique for Terahertz Subwavelength Microscopy. *ACS Photonics*, 7(7), 1866–1875. doi : 10.1021/acsphotonics.0c00711. Publisher : American Chemical Society.
- Guiramand, L., Nkeck, J. E., Ropagnol, X., Ozaki, T. & Blanchard, F. (2022). Near-optimal intense and powerful terahertz source by optical rectification in lithium niobate crystal. *Photonics Research*, 10(2), 340. doi : 10.1364/PRJ.428418.
- Hajo, A. S., Preu, S., Kochkurov, L., Kusserow, T. & Yilmazoglu, O. (2021). Fully Integrated THz Schottky Detectors Using Metallic Nanowires as Bridge Contacts. *IEEE Access*, 9, 144046–144053. doi : 10.1109/ACCESS.2021.3122379.
- Han, D.-H. & Kang, L.-H. (2019). High-speed THz imaging using two-way raster scanning method without dwell time. *J Mech Sci Technol*, 33(3), 1079–1086. doi : 10.1007/s12206-019-0207-3.
- Herrmann, Tani, Sakai & Watanabe. (2002). Towards multi-channel time-domain terahertz imaging with photoconductive antennas. *International Topical Meeting on Microwave Photonics MWP-02*, pp. 317–320. doi : 10.1109/MWP.2002.1158927.
- Herter, A., Shams-Ansari, A., Settembrini, F. F., Warner, H. K., Faist, J., Lončar, M. & Benea-Chelmus, I.-C. (2023). Terahertz waveform synthesis in integrated thin-film lithium niobate platform. *Nat Commun*, 14, 11. doi : 10.1038/s41467-022-35517-6.
- Ho, I.-C., Guo, X. & Zhang, X.-C. (2010). Design and performance of reflective terahertz air-biased-coherent-detection for time-domain spectroscopy. *Optics Express*, 18(3), 2872–2883. doi : 10.1364/OE.18.002872. Publisher : Optica Publishing Group.
- Hoffmann, M. C., Yeh, K.-L., Hebling, J. & Nelson, K. A. (2007). Efficient terahertz generation by optical rectification at 1035 nm. *Optics Express*, 15(18), 11706. doi : 10.1364/OE.15.011706.

- Hohlfeld, J., Wellershoff, S.-S., Gütte, J., Conrad, U., Jähnke, V. & Matthias, E. (2000). Electron and lattice dynamics following optical excitation of metals. *Chemical Physics*, 251(1-3), 237–258. doi : 10.1016/S0301-0104(99)00330-4.
- Iqbal, O. K. A. (2013). Determination of electro-optic tensor coefficients of organic thin film using Fabry-Parot interferometric setup.
- Irizawa, A., Lupi, S. & Marcelli, A. (2021). Terahertz as a Frontier Area for Science and Technology. *Condensed Matter*, 6(3), 23. doi : 10.3390/condmat6030023.
- Isgandarov, E., Ropagnol, X., Singh, M. & Ozaki, T. (2021). Intense terahertz generation from photoconductive antennas. *Frontiers of Optoelectronics*, 14(1), 64–93. doi : 10.1007/s12200-020-1081-4.
- Janke, C., Först, M., Nagel, M., Kurz, H. & Bartels, A. (2005). Asynchronous optical sampling for high-speed characterization of integrated resonant terahertz sensors. *Optics Letters*, 30(11), 1405–1407. doi : 10.1364/OL.30.001405. Publisher : Optica Publishing Group.
- Javadi, E., But, D. B., Ikamas, K., Zdanovičius, J., Knap, W. & Lisauskas, A. (2021). Sensitivity of Field-Effect Transistor-Based Terahertz Detectors. *Sensors*, 21(9), 2909. doi : 10.3390/s21092909. Number : 9 Publisher : Multidisciplinary Digital Publishing Institute.
- Jepsen, P., Cooke, D. & Koch, M. (2011). Terahertz spectroscopy and imaging – Modern techniques and applications. *Laser & Photonics Reviews*, 5(1), 124–166. doi : 10.1002/lpor.201000011. _eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/lpor.201000011>.
- Jiang, Y., Zhang, X., Liu, Y., Vallobra, P., Eimer, S., Zhang, F., Du, Y., Liu, F., Xu, Y. & Zhao, W. (2022). Spintronic terahertz emitter with integrated electromagnetic control. *Chinese Optics Letters*, 20(4), 043201. doi : 10.3788/COL202220.043201.
- Kampfrath, T., Battiato, M., Maldonado, P., Eilers, G., Nötzold, J., Radu, I., Freimuth, F., Mokrousov, Y., Blügel, S., Wolf, M., Oppeneer, P. M. & Münzenberg, M. (2013). Engineering ultrafast spin currents and terahertz transients by magnetic heterostructures. *Nature Nanotechnology*, 8(4), 256–260. doi : 10.1038/nnano.2013.43. arXiv :1210.5372 [cond-mat].
- Kawase, K., Nagai, M., Furukawa, K., Fujimoto, M., Kato, R., Honda, Y. & Isoyama, G. (2020). Extremely high-intensity operation of a THz free-electron laser using an electron beam with a higher bunch charge. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 960, 163582. doi : 10.1016/j.nima.2020.163582.

- Kawase, K., Shikata, J.-i. & Ito, H. (2002). Terahertz wave parametric source. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 35(3), R1–R14. doi : 10.1088/0022-3727/35/3/201.
- Kitahara, H., Tani, M. & Hangyo, M. (2010). Three-Dimensional Tomographic Imaging in Terahertz Region. *Japanese Journal of Applied Physics*, 49(2R), 020207. doi : 10.1143/JAP.49.020207.
- Koch-Dandolo, C. L., Filtenborg, T., Fukunaga, K., Skou-Hansen, J. & Jepsen, P. U. (2015). Reflection terahertz time-domain imaging for analysis of an 18th century neoclassical easel painting. *Appl. Opt., AO*, 54(16), 5123–5129. doi : 10.1364/AO.54.005123. Publisher : Optica Publishing Group.
- Kong, D., Wu, X., Wang, B., Nie, T., Xiao, M., Pandey, C., Gao, Y., Wen, L., Zhao, W., Ruan, C., Miao, J., Li, Y. & Wang, L. (2019). Broadband Spintronic Terahertz Emitter with Magnetic-Field Manipulated Polarizations. *Advanced Optical Materials*, 7(20), 1900487. doi : 10.1002/adom.201900487. _eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/adom.201900487>.
- Kübler, C., Huber, R. & Leitenstorfer, A. (2005). Ultrabroadband terahertz pulses : generation and field-resolved detection. *Semicond. Sci. Technol.*, 20(7), S128. doi : 10.1088/0268-1242/20/7/002.
- Kumar, S., Nivedan, A., Singh, A., Kumar, Y., Malhotra, P., Tondusson, M., Freysz, E. & Kumar, S. (2021). Optical damage limit of efficient spintronic THz emitters. *iScience*, 24(10), 103152. doi : 10.1016/j.isci.2021.103152.
- Leitenstorfer, A., Moskalenko, A. S., Kampfrath, T., Kono, J., Castro-Camus, E., Peng, K., Qureshi, N., Turchinovich, D., Tanaka, K., Markelz, A. G., Havenith, M., Hough, C., Joyce, H. J., Padilla, W. J., Zhou, B., Kim, K.-Y., Zhang, X.-C., Jepsen, P. U., Dhillon, S., Vitiello, M., Linfield, E., Davies, A. G., Hoffmann, M. C., Lewis, R., Tonouchi, M., Klarskov, P., Seifert, T. S., Gerasimenko, Y. A., Mihailovic, D., Huber, R., Boland, J. L., Mitrofanov, O., Dean, P., Ellison, B. N., Huggard, P. G., Rea, S. P., Walker, C., Leisawitz, D. T., Gao, J. R., Li, C., Chen, Q., Valušis, G., Wallace, V. P., Pickwell-MacPherson, E., Shang, X., Hesler, J., Ridler, N., Renaud, C. C., Kallfass, I., Nagatsuma, T., Zeitler, J. A., Arnone, D., Johnston, M. B. & Cunningham, J. (2023). The 2023 terahertz science and technology roadmap. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 56(22), 223001. doi : 10.1088/1361-6463/acbe4c.
- 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. Publisher : IOP Publishing.

- Maekawa, S., Kikkawa, T., Chudo, H., Ieda, J. & Saitoh, E. (2023). Spin and spin current-From fundamentals to recent progress. *Journal of Applied Physics*, 133(2), 020902. doi : 10.1063/5.0133335. arXiv :2211.02241 [cond-mat].
- Mag-usara, V. K., Escaño, M. C., Petoukhoff, C. E., Torosyan, G., Scheuer, L., Madéo, J., Afalla, J., Talara, M. L., Muldera, J. E., Kitahara, H., Bacon, D. R., Nakajima, M., Dani, K., Papaioannou, E. T., Beigang, R. & Tani, M. (2022). Optimum excitation wavelength and photon energy threshold for spintronic terahertz emission from Fe/Pt bilayer. *iScience*, 25(7), 104615. doi : 10.1016/j.isci.2022.104615.
- Mal'shukov, A. G., Tang, C. S., Chu, C. S. & Chao, K. A. (2003). Spin Current Generation and Detection in the Presence of AC Gate. *Physical Review B*, 68(23), 233307. doi : 10.1103/PhysRevB.68.233307. arXiv :cond-mat/0211559.
- Meade, M. (1983). *Lock-in Amplifiers : Principles and Applications*. P. Peregrinus. Repéré à <https://books.google.ca/books?id=cg9TAAAAMAAJ>.
- Mine, S., Gandubert, G., Nkeck, J. E., Ropagnol, X., Murate, K. & Blanchard, F. (2024). Broadband heterodyne electro-optic sampling using a lithium niobate ridge-waveguide. *Appl. Phys. Express*, 17(4), 042001. doi : 10.35848/1882-0786/ad3799.
- Mittleman, D. M. (2018). Twenty years of terahertz imaging [Invited]. *Opt. Express*, 26(8), 9417. doi : 10.1364/OE.26.009417.
- Morohashi, I., Zhang, Y., Qiu, B., Irimajiri, Y., Sekine, N., Hirakawa, K. & Hosako, I. (2020). Rapid Scan THz Imaging Using MEMS Bolometers. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 41(6), 675–684. doi : 10.1007/s10762-020-00691-5.
- Mukhopadhyay, S. & Department of Physics, Jhargram Raj College (Govt. of West Bengal), Jhargram, INDIA. (2018). THz Generation and Detection by Nonlinear Optical Methods. *IJSRPAS*, 6(2), 10–20. doi : 10.26438/ijsrpas/v6i2.1020.
- Murate, K. & Kawase, K. (2018). Perspective : Terahertz wave parametric generator and its applications. *Journal of Applied Physics*, 124(16), 160901. doi : 10.1063/1.5050079.
- Naghavi, S. H., Taba, M. T., Han, R., Aseeri, M. A., Cathelin, A. & Afshari, E. (2019). Filling the Gap With Sand : When CMOS Reaches THz. *IEEE Solid-State Circuits Magazine*, 11(3), 33–42. doi : 10.1109/MSSC.2019.2922888. Conference Name : IEEE Solid-State Circuits Magazine.

- Nemoto, N., Kanda, N., Imai, R., Konishi, K., Miyoshi, M., Kurashina, S., Sasaki, T., Oda, N. & Kuwata-Gonokami, M. (2016). High-Sensitivity and Broadband, Real-Time Terahertz Camera Incorporating a Micro-Bolometer Array <?Pub _newline?> With Resonant Cavity Structure. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 6(2), 175–182. doi : 10.1109/TTHZ.2015.2508010.
- Nenno, D. M., Scheuer, L., Sokoluk, D., Keller, S., Torosyan, G., Brodyanski, A., Lösch, J., Battiatto, M., Rahm, M., Binder, R. H., Schneider, H. C., Beigang, R. & Papaioannou, E. T. (2019). Modification of spintronic terahertz emitter performance through defect engineering. *Sci Rep*, 9(1), 13348. doi : 10.1038/s41598-019-49963-8.
- Nikitkina, A. I., Bikmulina, P. Y., Gafarova, E. R., Kosheleva, N. V., Efremov, Y. M., Bezrukov, E. A., Butnaru, D. V., Dolganova, I. N., Chernomyrdin, N. V., Cherkasova, O. P., Gavdush, A. A. & Timashev, P. S. (2021). Terahertz radiation and the skin : a review. *J. Biomed. Opt.*, 26(04), 043005. doi : 10.11117/1.JBO.26.4.043005.
- Nkeck, J. E., Bélieau, L.-P., Ropagnol, X., Deslandes, D., Morris, D. & Blanchard, F. (2022). *Parallel generation and coding of a terahertz pulse train*. Repéré le 2023-01-07 à <https://www.researchsquare.com/article/rs-1414459/v1>.
- Ojefors, E., Pfeiffer, U. R., Lisauskas, A. & Roskos, H. G. (2009). A 0.65 THz Focal-Plane Array in a Quarter-Micron CMOS Process Technology. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, 44(7), 1968–1976. doi : 10.1109/JSSC.2009.2021911.
- Ojo, M. E., Fauquet, F., Mounaix, P. & Bigourd, D. (2023). THz Pulse Generation and Detection in a Single Crystal Layout. *Photonics*, 10(3), 316. doi : 10.3390/photonics10030316.
- Okada, K., Serita, K., Zang, Z., Murakami, H., Kawayama, I., Cassar, Q., Macgrogan, G., Guillet, J.-P., Mounaix, P. & Tonouchi, M. (2019). Scanning laser terahertz near-field reflection imaging system. *Applied Physics Express*, 12(12), 122005. doi : 10.7567/1882-0786/ab4ddf.
- Olivieri, L., Gongora, J. S. T., Peters, L., Cecconi, V., Cutrona, A., Tunesi, J., Tucker, R., Pasquazi, A. & Peccianti, M. (2020). Hyperspectral terahertz microscopy via nonlinear ghost imaging. *Optica*, 7(2), 186. doi : 10.1364/OPTICA.381035.
- Organisation internationale de normalisation. (2007). *Optique et photonique — Bandes spectrales*. Norme ISO 20473-1 :2007. International Organization for Standardization. Repéré à <https://www.iso.org/standard/39482.html>.

- Paries, F., Tiercelin, N., Lezier, G., Vanwolleghem, M., Selz, F., Syskaki, M.-A., Kammerbauer, F., Jakob, G., Jourdan, M., Kläui, M., Kaspar, Z., Kampfrath, T., Seifert, T. S., Von Freymann, G. & Molter, D. (2023a). Fiber-tip spintronic terahertz emitters. *Opt. Express*, 31(19), 30884. doi : 10.1364/OE.494623.
- Paries, F., Tiercelin, N., Lezier, G., Vanwolleghem, M., Selz, F., Syskaki, M.-A., Kammerbauer, F., Jakob, G., Jourdan, M., Kläui, M., Kaspar, Z., Kampfrath, T., Seifert, T. S., Von Freymann, G. & Molter, D. (2023b). Optical damage thresholds of single-mode fiber-tip spintronic terahertz emitters. *Opt. Express*, 31(19), 30884. doi : 10.1364/OE.494623.
- Pawar, A. Y., Sonawane, D. D., Erande, K. B. & Derle, D. V. (2013). Terahertz technology and its applications. *Drug Invention Today*, 5(2), 157–163. doi : 10.1016/j.dit.2013.03.009.
- Petrov, V., Jornet, J. M. & Singh, A. [arXiv :2308.04418 [cs, math]]. (2023). Near-field 6G Networks : Why Mobile Terahertz Communications MUST Operate in the Near Field. arXiv. Repéré le 2023-11-20 à <http://arxiv.org/abs/2308.04418>.
- Pettine, J., Padmanabhan, P., Sirica, N., Prasankumar, R. P., Taylor, A. J. & Chen, H.-T. (2023). Ultrafast terahertz emission from emerging symmetry-broken materials. *Light : Science & Applications*, 12(1), 133. doi : 10.1038/s41377-023-01163-w.
- Peytavit, E., Ducournau, G. & Lampin, J.-F. (2021). THz Photomixers. Dans Pavlidis, D. (Éd.), *Fundamentals of terahertz devices and applications*. Wiley. Repéré à <https://hal.science/hal-03282222>.
- Pfeiffer, U., Ojefors, E., Lissauskas, A., Glaab, D., Voltolina, F., Fonkwe Nzogang, V., Haring Bolivar, P. & Roskos, H. (2008). A CMOS focal-plane array for terahertz imaging. 2008 33rd International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, pp. 1–3. doi : 10.1109/ICIMW.2008.4665429.
- Piao, Z., Tani, M. & Sakai, K. (2000). Carrier Dynamics and Terahertz Radiation in Photoconductive Antennas. *Japanese Journal of Applied Physics*, 39(1R), 96. doi : 10.1143/JJAP.39.96.
- 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.
- 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.

- Preez, J. D., Sinha, S. & Sengupta, K. (2023). SiGe and CMOS Technology for State-of-the-Art Millimeter-Wave Transceivers. *IEEE Access*, 11, 55596–55617. doi : 10.1109/ACCESS.2023.3282693.
- Romero-Torres, S., Pérez-Ramos, J. D., Morris, K. R. & Grant, E. R. (2005). Raman spectroscopic measurement of tablet-to-tablet coating variability. *Journal of Pharmaceutical and Biomedical Analysis*, 38(2), 270–274. doi : 10.1016/j.jpba.2005.01.007.
- Ro/nne, C., Thrane, L., Åstrand, P.-O., Wallqvist, A., Mikkelsen, K. V. & Keiding, S. R. (1997). Investigation of the temperature dependence of dielectric relaxation in liquid water by THz reflection spectroscopy and molecular dynamics simulation. *The Journal of Chemical Physics*, 107(14), 5319–5331. doi : 10.1063/1.474242.
- Ropagnol, X., Matoba, M., Nkeck, 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.
- Roskos, H., Thomson, M., Kreß, M. & Löffler, T. (2007). Broadband THz emission from gas plasmas induced by femtosecond optical pulses : From fundamentals to applications. *Laser & Photonics Review*, 1(4), 349–368. doi : 10.1002/lpor.200710025.
- Rouzegar, R., Chekhov, A., Behovits, Y., Serrano, B., Syskaki, M., Lambert, C., Engel, D., Martens, U., Münzenberg, M., Wolf, M., Jakob, G., Kläui, M., Seifert, T. & Kampfrath, T. (2023). Broadband Spintronic Terahertz Source with Peak Electric Fields Exceeding 1.5 MV/cm. *Physical Review Applied*, 19(3), 034018. doi : 10.1103/PhysRevApplied.19.034018.
- Rouzegar, R., Brandt, L., Nádvorník, L., Reiss, D. A., Chekhov, A. L., Gueckstock, O., In, C., Wolf, M., Seifert, T. S., Brouwer, P. W., Woltersdorf, G. & Kampfrath, T. (2022). Laser-induced terahertz spin transport in magnetic nanostructures arises from the same force as ultrafast demagnetization. *Physical Review B*, 106(14), 144427. doi : 10.1103/PhysRevB.106.144427.
- Sabchevski, S. & Glyavin, M. (2023). Development and Application of THz Gyrotrons for Advanced Spectroscopic Methods. *Photonics*, 10(2), 189. doi : 10.3390/photonics10020189. Number : 2 Publisher : Multidisciplinary Digital Publishing Institute.
- San, M. T., Ogura, K., Kubota, K., Annaka, Y., Yambe, K. & Sugawara, A. (2018). Study on Operation of Oversized Backward Wave Oscillator for Broadband Terahertz Radiation. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 46(3), 530–538. doi : 10.1109/TPS.2018.2796559. Conference Name : IEEE Transactions on Plasma Science.

- 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. Number : 7 Publisher : Nature Publishing Group.
- Seifert, T., Jaiswal, S., Sajadi, M., Jakob, G., Winnerl, S., Wolf, M., Kläui, M. & Kampfrath, T. (2017). Ultrabroadband single-cycle terahertz pulses with peak fields of 300 kV cm⁻¹ from a metallic spintronic emitter. *Applied Physics Letters*, 110(25), 252402. doi : 10.1063/1.4986755.
- Seifert, T. S., Jaiswal, S., Barker, J., Weber, S. T., Razdolski, I., Cramer, J., Gueckstock, O., Maehrlein, S. F., Nadvornik, L., Watanabe, S., Ciccarelli, C., Melnikov, A., Jakob, G., Münzenberg, M., Goennenwein, S. T. B., Woltersdorf, G., Rethfeld, B., Brouwer, P. W., Wolf, M., Kläui, M. & Kampfrath, T. (2018). Femtosecond formation dynamics of the spin Seebeck effect revealed by terahertz spectroscopy. *Nat Commun*, 9(1), 2899. doi : 10.1038/s41467-018-05135-2. Number : 1 Publisher : Nature Publishing Group.
- Seifert, T. S., Martens, U., Radu, F., Ribow, M., Berritta, M., Nádvorník, L., Starke, R., Jungwirth, T., Wolf, M., Radu, I., Münzenberg, M., Oppeneer, P. M., Woltersdorf, G. & Kampfrath, T. (2021). Frequency-Independent Terahertz Anomalous Hall Effect in DyCo₅, Co₃₂Fe₆₈, and Gd₂₇Fe₇₃ Thin Films from DC to 40 THz. *Advanced Materials*, 33(14), 2007398. doi : 10.1002/adma.202007398. _eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/adma.202007398>.
- Seo, M. & Park, H.-R. (2020). Terahertz Biochemical Molecule-Specific Sensors. *Advanced Optical Materials*, 8(3), 1900662. doi : 10.1002/adom.201900662. _eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/adom.201900662>.
- Shen, Y. C., Upadhyya, P. C., Beere, H. E., Linfield, E. H., Davies, A. G., Gregory, I. S., Baker, C., Tribe, W. R. & Evans, M. J. (2004). Generation and detection of ultrabroadband terahertz radiation using photoconductive emitters and receivers. *Applied Physics Letters*, 85(2), 164–166. doi : 10.1063/1.1768313.
- Sizov, F. (2010). THz radiation sensors. *Opto-Electronics Review*, 18(1), 10-36. doi : 10.2478/s11772-009-0029-4.
- Stantchev, R. I., Yu, X., Blu, T. & Pickwell-MacPherson, E. (2020). Real-time terahertz imaging with a single-pixel detector. *Nature Communications*, 11(1), 2535. doi : 10.1038/s41467-020-16370-x.

- Stefanova, P. S., Hammel, J. M., Klein, A. K., Gallant, A. J. & Balocco, C. (2016). Polymer-based micro-golay cells for THz detection. *2016 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*, pp. 1–2. doi : 10.1109/IRMMW-THz.2016.7758964.
- Sterczewski, L. A., Westberg, J., Yang, Y., Burghoff, D., Reno, J., Hu, Q. & Wysocki, G. (2020). Terahertz Spectroscopy of Gas Mixtures with Dual Quantum Cascade Laser Frequency Combs. *ACS Photonics*, 7(5), 1082–1087. doi : 10.1021/acsphotonics.9b01758. Publisher : American Chemical Society.
- Thamizhmani, L., Azad, A. K., Dai, J. & Zhang, W. (2005). Far-infrared optical and dielectric response of ZnS measured by terahertz time-domain spectroscopy. *Applied Physics Letters*, 86(13), 131111. doi : 10.1063/1.1896451.
- Tomasino, A., Mazhorova, A., Clerici, M., Peccianti, M., Ho, S.-P., Jestin, Y., Pasquazi, A., Markov, A., Jin, X., Piccoli, R., Delprat, S., Chaker, M., Busacca, A., Ali, J., Razzari, L. & Morandotti, R. (2017). Solid-state-biased coherent detection of ultra-broadband terahertz pulses. *Optica*, 4(11), 1358–1362. doi : 10.1364/OPTICA.4.001358. Publisher : Optica Publishing Group.
- 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.
- Vicario, C., Jazbinsek, M., Ovchinnikov, A. V., Chefonov, O. V., Ashitkov, S. I., Agranat, M. B. & Hauri, C. P. (2015). High efficiency THz generation in DSTMS, DAST and OH1 pumped by Cr :forsterite laser. *Optics Express*, 23(4), 4573. doi : 10.1364/OE.23.004573.
- Vogel, T., Omar, A., Mansourzadeh, S., Wulf, F., Sabanés, N. M., Müller, M., Seifert, T. S., Weigel, A., Jakob, G., Kläui, M., Pupeza, I., Kampfrath, T. & Saraceno, C. J. (2022). Average power scaling of THz spintronic emitters efficiently cooled in reflection geometry. *Optics Express*, 30(12), 20451–20468. doi : 10.1364/OE.453539. Publisher : Optica Publishing Group.
- Wang, K., Song, L., Wang, C., Ren, Z., Zhao, G., Dou, J., Di, J., Barbastathis, G., Zhou, R., Zhao, J. & Lam, E. Y. (2024). On the use of deep learning for phase recovery. *Light : Science & Applications*, 13(1), 4. doi : 10.1038/s41377-023-01340-x.
- Wang, Q., Hameed, S., Xie, L. & Ying, Y. (2020). Non-destructive quality control detection of endogenous contaminations in walnuts using terahertz spectroscopic imaging. *Food Measure*, 14(5), 2453–2460. doi : 10.1007/s11694-020-00493-2.

- Wu, Q. & Zhang, X.-C. (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.-C. (1996). Ultrafast electro-optic field sensors. *Applied Physics Letters*, 68(12), 1604–1606. doi : 10.1063/1.115665.
- Wu, Q., Hewitt, T. D. & Zhang, X.-C. (1996). Two-dimensional electro-optic imaging of THz beams. *Applied Physics Letters*, 69(8), 1026–1028. doi : 10.1063/1.116920.
- Wynne, K. & Carey, J. J. (2005). An integrated description of terahertz generation through optical rectification, charge transfer, and current surge. *Optics Communications*, 256(4-6), 400–413. doi : 10.1016/j.optcom.2005.06.065.
- Xie, X., Xu, J. & Zhang, X.-C. (2006). Terahertz wave generation and detection from a CdTe crystal characterized by different excitation wavelengths. *Optics Letters*, 31(7), 978. doi : 10.1364/OL.31.000978.
- Yang, K. H., Richards, P. L. & Shen, Y. R. (1971). Generation of Far-Infrared Radiation by Picosecond Light Pulses in LiNbO₃. *Applied Physics Letters*, 19(9), 320–323. doi : 10.1063/1.1653935.
- Yin, M., Tang, S. & Tong, M. (2016). The application of terahertz spectroscopy to liquid petrochemicals detection : A review. *Applied Spectroscopy Reviews*, 51(5), 379–396. doi : 10.1080/05704928.2016.1141291. Publisher : Taylor & Francis _eprint : <https://doi.org/10.1080/05704928.2016.1141291>.
- Zagbayou, B., Doiron, E., Sirois, F., Seifert, T. S., Kampfrath, T. & Seletskiy, D. (2023). Shot-noise limited detection of terahertz transients from spintronic emitters. *2023 48th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, pp. 1–1. doi : 10.1109/IRMMW-THz57677.2023.10298865.
- Zappia, S., Scapaticci, R., Ruello, G., Crocco, L. & Catapano, I. (2023). Non-Destructive Inspection of Chocolate Cream with THz Imaging. *2023 17th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, pp. 1–4. doi : 10.23919/EuCAP57121.2023.10133342.
- Zhang, D., Wu, H., Bowen, C. R. & Yang, Y. (2021). Recent Advances in Pyroelectric Materials and Applications. *Small*, 17(51), 2103960. doi : 10.1002/smll.202103960. _eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/smll.202103960>.
- Zhao, J., Dai, J., Braverman, B., Zhang, X.-C., Boyd, R. W. & Boyd, R. W. (2021). Compressive ultrafast pulse measurement via time-domain single-pixel imaging. *Optica, OPTICA*, 8(9), 1176–1185. doi : 10.1364/OPTICA.431455. Publisher : Optica Publishing Group.

Zhu, L., Ralph, D. C. & Buhrman, R. A. (2018). Highly Efficient Spin-Current Generation by the Spin Hall Effect in Au Pt. *Physical Review Applied*, 10(3), 031001. doi : 10.1103/PhysRevApplied.10.031001.

Zhuldybina, M., Ropagnol, X., Trudeau, C., Bolduc, M., Zednik, R. & Blanchard, F. (2019). Contactless In Situ Electrical Characterization Method of Printed Electronic Devices with Terahertz Spectroscopy. *Sensors*, 19(3), 444. doi : 10.3390/s19030444.