



Reconstructions rapides d'images en régime térahertz 3D

Jean-Baptiste Perraud

► To cite this version:

Jean-Baptiste Perraud. Reconstructions rapides d'images en régime térahertz 3D. Autre. Université de Bordeaux, 2018. Français. NNT : 2018BORD0203 . tel-01949401

HAL Id: tel-01949401

<https://theses.hal.science/tel-01949401>

Submitted on 10 Dec 2018

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

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

THÈSE PRÉSENTÉE
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR DE
L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR
SPÉCIALITÉ LASER MATIÈRE NANOSCIENCES

Par Jean-Baptiste PERRAUD

**RECONSTRUCTIONS RAPIDES D'IMAGES EN RÉGIME
TERAHERTZ 3D**

Sous la direction de : Patrick Mounaix
(Co-directeur : François Simoens)

Membres du jury :

M. COUTAZ, Jean-Louis	Professeur Université Savoie-Mont-Blanc	Président
M. DHILLON, Sukhdeep	Directeur de recherche École Normale Supérieure	Rapporteur
M. LAMPIN, Jean-François	Directeur de recherche Université de Lille	Rapporteur
M. GUILLET, Jean-Paul	Maître de conférences Université de Bordeaux	Examineur
M. MOUNAIX, Patrick	Directeur de recherche Université de Bordeaux	Directeur de thèse
M SIMOENS, François	Docteur au CEA-Leti, Grenoble	Co-directeur de thèse

Remerciements

Avant tout, je souhaiterais remercier le directeur du laboratoire, le professeur Yann Deval pour m'avoir accueilli à l'IMS, ainsi que tout le personnel administratif et en particulier Simone Dang Van à l'accueil et Fabienne Prévot, au service RH.

S'il est une personne à remercier, que ce soit pour l'avancement de ma thèse ou l'enseignement qu'il a pu m'apporter, tant sur un plan technique que humain, c'est bien mon directeur de thèse, Patrick Mounaix, sans qui cette aventure n'aurait pas eu lieu. J'aimerais dire merci aussi à Jean-Paul Guillet qui, tout au long de ses trois années n'a pas cessé de m'aiguiller vers les meilleures solutions, avec toujours ce côté constructif et original qui ont fait de ce travail une réussite. Merci aussi à Frédéric Fauquet pour son aide sur la partie pilotage de manips et pour ses encouragements à mon égard.

J'aimerais ensuite remercier mes deux rapporteurs, les directeurs de recherche au CNRS Sukhdeep Dhillon et Jean-François Lampin, ainsi que mon président de jury lors de ma soutenance, Jean-Louis Coutaz, professeur à l'université Savoie Mont-Blanc, d'avoir accepté de juger mon travail de thèse.

De plus, je remercie les partenaires du CEATech avec Sandrine Richard-Eclancher, Olivier Redon, Maher Hamdi et Jérémy Lalanne-Déra pour leur accueil et leur aide dans mes expériences avec la caméra THz. Côté CEA à Grenoble, je tiens à remercier mon co-directeur de thèse, François Simoens, pour son aide précieuse, en particulier dans la rédaction du manuscrit, ainsi que Jérôme Meilhan pour m'avoir convaincu de travailler avec le logiciel Zemax Optic Studio. Merci aussi aux partenaires de la société Lytid, Pierre Gellie et Jean-Charles Roche pour leur professionnalisme dans la livraison des sources terahertz et le service après-vente.

Ce travail n'aurait pu aboutir à de tels résultats, sans l'étroite collaboration avec les deux partenaires de la société Noctylio, Benoit Recur pour la partie algorithmique et reconstruction 3D, et Hugo Balacey pour la partie visualisation en volume et traitement d'image adaptés ; je tiens à les remercier également.

Je souhaite ensuite remercier les différentes personnes qui ont participé, de près ou de loin, à la vie au sein de l'équipe de recherche, je pense à Quentin Cassar, Ma Xue, Corinna Koch, Amel Al-Ibadi, Marine Picot, Frédéric Darracq mais également au sein du bureau et dans le laboratoire avec Isabel, Romain, Simon, Marine, Marco, Mathieu, Matthieu et les deux Florent.

À la frontière entre collègues et amis, je tiens à remercier Miguel Diez Garcia qui m'a fait aimer l'ambiance festive des Asturies et de l'Espagne en général. Merci à Pan Mingming pour tous ces moments passés en sa compagnie, que ce soit au laboratoire, ou lors de nos sorties à Bordeaux, Arcachon ou Biscarrosse. Merci aussi à Zhang Yuanci qui m'a fait (re)découvrir la culture chinoise, surtout sur le plan culinaire.

En grand merci à tous mes amis, pour leur soutien moral tout au long de cette thèse ; en particulier Linh Duhart pour son franc-parler et son amitié inconditionnelle, Joyce Bou-Sleiman qui m'a toujours guidé vers le meilleur, mais aussi Raphaël Bailly, Sylvain Champeymont, Clément Rocher, Alain Abou Khalil, Ludovic Quintard et Feixue Yu, des personnes qui comptent beaucoup pour moi.

Enfin, je voudrais remercier ma famille en commençant par ma mère qui m'a toujours poussé à donner le meilleur de moi. Vient ensuite mon père, à qui j'ai pris le côté, disons-le, ingénieux de la famille, je tiens à remercier aussi sa compagne Isabelle. Merci à ma petite sœur Philippine qui m'a soutenu tout au long de ma thèse et merci à Christophe qui reste, malgré nos différences, toujours très intéressé par ce que fait son frère aîné. Merci à mon beau père Jacky pour sa gentillesse. Enfin, merci à la famille Mitressé, ma tatie Colette, mon tonton Didier et mes cousines Caroline, Ludivine, Justine et leurs maris pour les années passées avec eux depuis que je suis tout petit.

Sommaire

Liste des figures	7
Liste des tableaux.....	15
Acronymes	16
Introduction.....	17
Chapitre 1 : Imagerie terahertz active	20
1.1 Rayonnement terahertz et applications.....	20
1.1.1 Généralités sur les ondes terahertz.....	20
1.1.2 Principe d'imagerie et spectroscopie THz.....	22
1.2 Sources, détecteurs et imageurs terahertz	25
1.2.1 Les sources terahertz.....	25
1.2.2 Les imageurs terahertz	30
1.2.3 Imageur avec spectromètre à domaine temporel.....	33
1.3 Imagerie et tomographie terahertz.....	35
1.3.1 Interaction terahertz matière.....	36
1.3.2 Techniques d'imagerie terahertz.....	39
1.3.3 Traitements d'image et reconstruction tomographique terahertz 3D	44
1.4 Conclusion.....	47
Chapitre 2 : Mise en forme du faisceau pour l'imagerie.....	49
2.1 Sources et détecteurs terahertz à l'IMS et au CEA Tech	49
2.1.1 Sources terahertz monofréquences pour l'imagerie	49
2.1.2 Imageurs terahertz	50
2.2 Simulation optique sur Zemax en régime THz	52
2.2.1 Optique géométrique.....	52
2.2.2 Fonction d'étalement du point et fonction de transfert de modulation.....	53
2.2.3 Physical Optic Propagation (POP).....	55
2.3 Imagerie de faisceau avec la caméra TZCAM	56
2.3.1 Mise en évidence de la réponse non uniforme de la caméra.....	56
2.3.2 Caractérisation et mise en forme du faisceau terahertz	58
2.3.3 Franges d'interférences induites par l'objectif	63
2.4 Homogénéisation de l'éclairage	67
2.4.1 Réponse des bolomètres à une puissance optique variable.....	68
2.4.2 Variation de fréquence de la source électronique	70

2.4.3	Diffusion arbitraire du faisceau à 2,5 THz	71
2.4.4	Contrôle de la position du faisceau à 3,78 THz	73
2.5	Conclusion.....	76
Chapitre 3 : Imagerie terahertz 2D et 3D pour le CND		78
3.1	Performances des imageurs	78
3.1.1	Quels matériaux pour l'imagerie terahertz	79
3.1.2	Résolution optique des imageurs	83
3.1.3	Évaluation et correction de la distorsion d'un système d'imagerie terahertz	88
3.2	Reconstructions rapides d'images en régime terahertz	90
3.2.1	Imagerie terahertz rapide 2D	92
3.2.2	Reconstructions rapides d'images en régime terahertz 3D	95
3.2.3	Application de l'algorithme Shape From Focus pour l'imagerie terahertz 3D	99
3.3	Conclusion.....	104
Chapitre 4 : Évaluation des dimensions par imagerie THz		107
4.1	Estimation des coordonnées et diamètres d'ouvertures circulaires	107
4.1.1	Estimation en 2D à partir de l'imagerie point par point	108
4.1.2	Estimation en 3D à partir de l'imagerie plein champ	118
4.2	Estimations des volumes et surfaces à partir de la reconstruction 3D	122
4.3	Limitation des effets de réfraction par un milieu d'indice adapté	126
4.3.1	Reconstruction tomographique d'un cylindre en PTFE	127
4.3.2	Reconstruction avec la phase d'un prisme en HDPE	129
4.4	Conclusion.....	131
Conclusion générale et perspectives.....		133
Bibliographie		136
Annexe I : Résolution optique de l'imageur Teraview TPS 3000.....		144
Annexe II : Profondeur de champ de l'objectif optimisé à 2,5 THz		146
Annexe III : Conception de l'objectif adapté à 3,78 THz		148
Annexe IV : Caractérisation de l'imageur point par point à 0,287 THz.....		151
Liste des publications de l'auteur		152

Liste des figures

FIGURE 1-1 : GAMME TERAHERTZ DANS LE SPECTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE	21
FIGURE 1-2 : (A) ORDRE DE GRANDEUR DE LA PUISSANCE MAXIMALE DES SOURCES SUR LA BANDE 0,01 - 100 THz (B) ATTÉNUATION PAR L'ATMOSPHÈRE EN DÉCIBEL PAR MÈTRE MESURÉE ENTRE 0 ET 4 THz	22
FIGURE 1-3 : (A) SCHÉMA DE PRINCIPE DE LA SPECTROSCOPIE TERAHERTZ TDS D'UN MATÉRIAU (B) SIGNAUX TEMPORELS TYPQUES OBTENUS PAR UN SPECTROMÈTRE TDS	23
FIGURE 1-4 : ÉVOLUTION DE LA LUMINANCE D'UN CORPS NOIR EN FONCTION DE LA FRÉQUENCE D'ÉMISSION POUR PLUSIEURS TEMPÉRATURES	27
FIGURE 1-5 : PRINCIPE D'ÉMISSION D'UN LASER À CASCADE QUANTIQUE ; L'ALIGNEMENT DU NIVEAU BAS DU Puits DE POTENTIEL D'UNE COUCHE AVEC LE NIVEAU HAUT DU Puits DE POTENTIEL DE LA COUCHE SUIVANTE EST ASSURÉ PAR LA POLARISATION DE LA STRUCTURE PÉRIODIQUE.	28
FIGURE 1-6 : SCHÉMA DE PRINCIPE D'UN MICROBOLOMÈTRE RÉSISTIF	32
FIGURE 1-7 : SCHÉMA DE PRINCIPE D'UN SPECTROMÈTRE THz À DOMAINE TEMPOREL (TDS) CONTENANT UN LASER FEMTOSECONDE, UN ÉMETTEUR, UN DÉTECTEUR AINSI QUE DES OPTIQUES POUR DIRIGER LE FAISCEAU THz	34
FIGURE 1-8 : (A) SIGNAL TEMPOREL TYPIQUE D'UN SPECTROMÈTRE TERAHERTZ (B) SPECTRE EN FRÉQUENCE OBTENU PAR UNE TRANSFORMÉE DE FOURIER RAPIDE (FFT) DU SIGNAL TEMPOREL.....	34
FIGURE 1-9 : SCHÉMA DE PRINCIPE DE L'IMAGERIE D'ABSORPTION ; (A) LE CAS IDÉAL OÙ SEUL L'ABSORPTION DE L'OBJET ENTRE EN JEU, LE PROFIL DE TRANSMITTANCE EST UNE PARFAITE PROJECTION DE L'OBJET (B) LE CAS RÉEL OÙ LA DIFFÉRENCE D'INDICE OPTIQUE ENTRE L'OBJET ET LE MILIEU INDUIT DES RÉFLEXIONS AUX INTERFACES QUI PERTURBENT LE PROFIL D'IMAGERIE.....	36
FIGURE 1-10 : (A) SCHÉMA DE LA DIFFRACTION PAR LE PRINCIPE DE HUYGENS-FRESNEL	38
FIGURE 1-11 : (A) FIGURE D'INTERFÉRENCE CALCULÉE APRÈS DIFFRACTION D'UNE ONDE PLANE DE LONGUEUR D'ONDE 0,348 mm (0,860 THz) PAR UN BORD MÉTALLIQUE SITUÉ À LA POSITION $x_0' = 0$ mm À LA DISTANCE $D = 40$ mm DE L'ÉCRAN. (B) COMPARAISON DES FIGURES D'INTERFÉRENCES POUR DEUX LONGUEURS D'ONDE DIFFÉRENTES ($\lambda = 348 \mu\text{m}$ ET $\lambda = 1 \mu\text{m}$)	39
FIGURE 1-12 : (A) COUPE À UNE DIMENSION DU PROFIL D'INTENSITÉ D'UNE TÂCHE D'AIRY PRODUITE PAR L'IMAGE D'UNE SOURCE PONCTUELLE DE LONGUEUR D'ONDE 1 mm (300GHz) DANS UN SYSTÈME D'IMAGERIE D'OUVERTURE $N = 1$, ET APPROXIMATION PAR UNE GAUSSIENNE. (B) SUPERPOSITION INCOHÉRENTE DE DEUX TÂCHES D'AIRY DÉCALÉES DE TROIS DISTANCES DIFFÉRENTES, L'ÉCART TYPE σ , LE RAYON DU FAISCEAU GAUSSIEN ω_0 ET LE CRITÈRE DE RAYLEIGH	40
FIGURE 1-13 : TECHNIQUE CLASSIQUE D'IMAGERIE POINT PAR POINT EN TRANSMISSION CONTENANT UNE SOURCE, DES OPTIQUES, UN DÉTECTEUR ET DEUX PLATINES DE TRANSLATION POUR DÉPLACER L'OBJET PAR RAPPORT AU FAISCEAU	41
FIGURE 1-14 : TECHNIQUE D'IMAGERIE EN RÉFLEXION (A) INDIRECTE EN INCIDENCE NORMALE AVEC UNE LAME SÉPARATRICE (B) DIRECTE EN INCIDENCE NON NORMALE À L'OBJET	42

FIGURE 1-15 : SCHÉMA DE PRINCIPE D'UN SYSTÈME D'IMAGERIE PLEIN CHAMP EN TRANSMISSION	42
FIGURE 1-16 : IMAGERIE ACTIVE EN TEMPS RÉEL D'UNE PIPETTE AVEC UNE SOURCE LASER ÉMETTANT 20mW À 2,5 THz ET UN CAPTEUR MATRICIEL DE 320 * 240 MICROBOLOMÈTRES, (À GAUCHE) LA PHOTO DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL D'IMAGERIE CONTENANT UN OBJECTIF DE LENTILLE, (À DROITE) LES IMAGES OBTENUES À CADENCE VIDÉO DE LA PIPETTE SE VIDANT DE SON EAU.....	44
FIGURE 1-17 : (A) LA PROJECTION 1D DE L'OBJET EST DÉFINIE PAR UN ANGLE θ ET UNE POSITION ρ ET EST OBTENUE PAR LA SOMME DE LA FONCTION $f(x,y)$ (B) LA RECONSTRUCTION 3D NÉCESSITE PLUSIEURS PROJECTIONS, UNE SEULE N'EST PAS SUFFISANTE POUR RETROUVER LA FORME DE L'OBJET.	45
FIGURE 1-18 : (A) VUE DE DESSUS UN OBJET CARRÉ DE DIMENSION 10*10mm ² ET D'ABSORPTION 0,1 cm ⁻¹ DANS UN ESPACE CARRÉ DE DIMENSION 20*20mm ² ET D'ABSORPTION NULLE (B) SIMULATION DU SINOGRAMME DU CARRÉ DE 0 À 180° PAR PAS DE 1° (B) RECONSTRUCTION DU CARRÉ PAR UNE BFP À PARTIR DES 180 PROJECTIONS.....	45
FIGURE 1-19 : REPRÉSENTATIONS 3D D'UNE TÊTE DE VAPORISATEUR (A) APRÈS RECONSTRUCTION À PARTIR DE 36 PROJECTIONS EN (B) OBTENUES PAR IMAGERIE POINT PAR POINT À LA FRÉQUENCE DE 0,287 THz ET UTILISANT TROIS ALGORITHMES DE RECONSTRUCTION DIFFÉRENTS (C) BFP, (D) SART, (E) ML-TR	46
FIGURE 2-1 : PHOTO DES TROIS SOURCES DE RAYONNEMENT DISPONIBLES POUR L'IMAGERIE PLEIN CHAMP (A) SYNTHÉTISEUR + MULTIPLIEURS (x72) ~ 1mW ENTRE 0,835 ET 0,875 THz (B) QCL 3mW @ 2,5 THz (C) QCL 0,1 mW @ 3,78 THz.	50
FIGURE 2-2 : CAMÉRA TZCAM AVEC OBJECTIF DOTÉE DU CAPTEUR MATRICIEL DE 320*240 MICROBOLOMÈTRES DU CEA LETI	51
FIGURE 2-3 : PUISSANCE MINIMALE DÉTECTABLE (MDP) DES DEUX CAPTEURS MATRICIELS TZCAM SUR LA BANDE DE FRÉQUENCE 1 – 4 THz PAR COUPLAGE DIRECT ET COUPLAGE INDIRECT (SIMULATIONS) (A) BOLOMÈTRE OPTIMISÉ À 1,7THz (B) BOLOMÈTRE OPTIMISÉ À 2,5 THz	51
FIGURE 2-4 : ILLUSTRATION D'UNE ABERRATION GÉOMÉTRIQUE PAR LA DIFFÉRENCE DE MARCHE ENTRE LES RAYONS ISSUS D'UN FRONT D'ONDE SPHÉRIQUE DE RÉFÉRENCE ET CEUX ISSUS DU SYSTÈME D'IMAGERIE RÉEL.....	53
FIGURE 2-5 : (A) SCHÉMA D'UN SYSTÈME OPTIQUE SUR ZEMAX COMPORTANT DEUX LENTILLES EN TÉFLON DE FOCALE 100mm ET DE DIAMÈTRE 50 mm (B) SIMULATION PAR TRACÉ DE RAYON (C) CALCUL DE LA PSF (À GAUCHE) ET IMAGE AVEC LA CAMÉRA (À DROITE) DE LA SOURCE VDI À 0,864 THz (D) COMPARAISON DES PROFILS D'INTENSITÉ RELATIVE ENTRE EXPÉRIENCE ET SIMULATION. ...	54
FIGURE 2-6 : DIFFRACTION PAR UN BORD À 40 mm D'UN FAISCEAU COLLIMATÉ À LA FRÉQUENCE DE 864 GHz (A) SCHÉMA OPTIQUE ZEMAX (B) SIMULATION AVEC L'OUTIL POP DE ZEMAX (C) IMAGE AVEC LA SOURCE ET LA CAMÉRA.....	56
FIGURE 2-7 : ÉVOLUTION DE LA RÉPONSE DE 9 PIXELS VOISINS SUR LA CAMÉRA POUR PLUSIEURS RAPPORTS CYCLIQUES DE LA SOURCE QCL À 3,78 THz	57
FIGURE 2-8 : (A) PHOTO DU MONTAGE AVEC SOURCE À 0,864 THz ET LA TZCAM (B) IMAGE DU FAISCEAU AVEC DISTANCE CORNET/FENÊTRE SILICIUM DE 14 mm.....	58
FIGURE 2-9 : PROFIL DU FAISCEAU X-Z À 0,864 THz POUR L'ÉVALUATION DE LA DIVERGENCE	59

FIGURE 2-10 : (A) AMPLITUDE ET TAILLE DU FAISCEAU GAUSSIEN EN FONCTION DE LA DISTANCE SOURCE / DÉTECTEUR (B) ZOOM SUR L'AMPLITUDE (C) MODULE DE LA TRANSFORMÉE DE FOURIER DE L'AMPLITUDE.....	59
FIGURE 2-11 : RECONSTRUCTION DE L'IMAGE DU FAISCEAU À ENVIRON 85 MM DE LA SOURCE OBTENUE GRÂCE À 5X5 IMAGES.	61
FIGURE 2-12 : SCHÉMA DE PRINCIPE DE L'EFFET FABRY-PÉROT DANS LA COUCHE DE SILICIUM DEVANT LE CAPTEUR MATRICIEL	61
FIGURE 2-13 : SIMULATION DE L'EFFET FABRY-PÉROT INDUIT PAR LA FENÊTRE DE SILICIUM DE 1 MM D'ÉPAISSEUR À 0,864 ET 2,5 THz	62
FIGURE 2-14 : MISE EN FORME DU FAISCEAU POUR L'IMAGERIE POINT PAR POINT ET L'IMAGERIE PLEIN CHAMP (A) PHOTO DU SYSTÈME OPTIQUE (B) PHOTO DU DIAPHRAGME DE 400 μ m DE DIAMÈTRE UTILISÉ POUR LE FILTRAGE SPATIAL	62
FIGURE 2-15 : IMAGE DU FAISCEAU AU POINT FOCAL OBJET AVEC ET SANS FILTRAGE SPATIAL GRÂCE À UN DIAPHRAGME DE 0,4 MM POUR LES DEUX ORIENTATIONS DE LA CAMÉRA (A) HORIZONTALE SANS FILTRAGE (B) HORIZONTALE AVEC FILTRAGE (C) VERTICALE SANS FILTRAGE ET (D) VERTICALE AVEC FILTRAGE.....	63
FIGURE 2-16 : PSF DE L'OBJECTIF À 0,864 THz EN FONCTION DE LA DISTANCE SOURCE-OBJECTIF (A) PSF OPTIMALE AVEC DISTANCE OBJET-OBJECTIF DE 196 MM (B) 296 MM (C) 396 MM (D) 496 MM ...	64
FIGURE 2-17 : IMAGERIE PLEIN CHAMP À 2,5 THz AVEC LA SOURCE QCL TC1000 (A) BANC D'IMAGERIE AVEC EN ARRIÈRE-PLAN, LA SOURCE, PUIS UN OBJET TEST EN PTFE ET ENFIN L'OBJECTIF À DROITE AU PREMIER PLAN (B) IMAGE DU FAISCEAU (C) IMAGE DU FAISCEAU ATTÉNUÉ PAR L'OBJET TEST	64
FIGURE 2-18 : (A) IMAGE D'ABSORBANCE DE L'OBJET TEST EN PTFE (B) PROFIL D'ABSORBANCE EXPÉRIMENTAL ET COMPARAISON AVEC LE PROFIL D'ABSORPTION THÉORIQUE QUI NE TIEN COMPTE QUE DU COEFFICIENT D'ABSORPTION.....	65
FIGURE 2-19 : (A) SÉLECTION DE 30 IMAGES D'ABSORBANCE DE L'OBJET TEST EN PTFE SUR LES 180 PROJECTIONS OBTENUES DE 0° À 179 ° (B) REPRÉSENTATION 3D DE L'OBJET APRÈS RECONSTRUCTION PAR BFP ET DES COUPES AU CENTRE DE L'OBJET (C) RECONSTRUCTION 3D EN FAUSSES COULEURS	66
FIGURE 2-20 : SCHÉMA DE PRINCIPE DE LA VARIATION DE PHASE DES RAYONS SUR LE PLAN IMAGE PAR UNE VARIATION DE CHEMIN OPTIQUE AVEC LE POINT SOURCE (EN HAUT) OU PAR UNE VARIATION DE LA LONGUEUR D'ONDE DE LA SOURCE ELLE-MÊME (EN BAS).....	68
FIGURE 2-21 : VARIATION DU COURANT ΔI DANS LA THERMISTANCE APRÈS UNE EXPOSITION PENDANT 40 MS À UN RAYONNEMENT À 2,5 THz DONT LA PUISSANCE OPTIQUE VARIE DE FAÇON SINUSOÏDALE. LES QUATRE COURBES CORRESPONDENT À QUATRE PHASES DIFFÉRENTES DE LA SINUSOÏDE.	70
FIGURE 2-22 : SIMULATIONS ZEMAX AVEC L'OUTIL PSF (A) SCHÉMA (B) 0,8 THz (C) 0,85 THz (D) 0,9 THz (E) MOYENNE DES 40 SIMULATIONS PSF OBTENUES DE 0,8 À 0,9 THz PAR PAS DE 0,0025 THz.	71
FIGURE 2-23 : IMAGERIE DU FAISCEAU AVEC LA SOURCE VDI SIMULATION À GAUCHE ET EXPÉRIENCE À DROITE (A) IMAGE À 0,864 THz (B) VARIATION DE LA FRÉQUENCE DE 0,86328 À 0,86508 THz	

PAR PAS DE 0,045 THz	71
FIGURE 2-24 : CONFIDENTIEL	72
FIGURE 2-25 : CONFIDENTIEL	72
FIGURE 2-26 : (A) SCHÉMA DE LA PROPAGATION DU POINT SOURCE JUSQU'AU CAPTEUR EN PASSANT PAR LE GALVANOMÈTRE AVEC LES DEUX MIROIRS FIXES (B) PHOTO DU BANC D'IMAGERIE CORRESPONDANT (C) SIMULATION ZEMAX AVEC L'OUTIL PSF (D) SIMULATION ZEMAX AVEC L'OUTIL POP (E) IMAGE PAR LE SYSTÈME OPTIQUE DU FAISCEAU FILTRÉ SPATIALEMENT AU POINT SOURCE SECONDAIRE	73
FIGURE 2-27 : BALAYAGE DU FAISCEAU TERAHERTZ SUR LE CAPTEUR MATRICIEL POUR CRÉER UNE ZONE CARRÉE D'ENVIRON 1,5 x 1,5 mm ² , SOIT UNE ZONE DE 6 x 6 mm ² AU PLAN OBJET (A) SOMME DE 1000 SIMULATIONS PSF (B) SOMME DE 1000 SIMULATIONS POP (C) IMAGE OBTENUE AVEC LA CAMÉRA	74
FIGURE 2-28 : ÉCLAIRAGE OBTENU APRÈS LA SOMME DE 64 IMAGES DU FAISCEAU, DÉPLACÉ SUR TOUT LE CAPTEUR (A) PAS DE BALAYAGE RAPIDE DU FAISCEAU (B) BALAYAGE RAPIDE DU FAISCEAU PAR UNE VARIATION SINUSOÏDALE DES ANGLES DES DEUX MIROIRS DU GALVANOMÈTRE D'AMPLITUDE +/- 0,5° À 25 ET 125 Hz AUTOUR DE L'OFFSET.	74
FIGURE 2-29 : CALCUL THÉORIQUE DU TEMPS REQUIS POUR ÉCLAIRER UNIFORMÉMENT LE CAPTEUR MATRICIEL MUNIS DE L'OBJECTIF DE GRANDISSEMENT ¼ POUR LES TROIS SOURCES THz EN FONCTION DE LA TAILLE DE LA ZONE À ÉCLAIRER AU PLAN OBJET ET EN CONSIDÉRANT UNE DYNAMIQUE MINIMALE DE 30 dB ET 70 dB.	75
FIGURE 3-1 : (A) PHOTO DU SPECTROMÈTRE TERAHERTZ TERAVIEW TPS 3000 (B) PHOTO DE LA CHAMBRE D'EXPÉRIENCE AVEC UN AIR RICHE EN AZOTE POUR LIMITER LES EFFETS DE L'EAU SUR LE SIGNAL TEMPOREL.....	80
FIGURE 3-2 : (A) SIGNAL TEMPOREL TRANSMIS SANS ET AVEC ÉCHANTILLON (B) SPECTRE EN TRANSMISSION DANS L'AIR, AVEC ÉCHANTILLON ET RAPPORT DES SPECTRES EN AMPLITUDE ET EN PHASE.....	80
FIGURE 3-3 : ESTIMATION DE L'INDICE ET DU COEFFICIENT D'ABSORPTION DE QUATRE MATÉRIAUX DIÉLECTRIQUES POUR L'IMAGERIE TERAHERTZ	81
FIGURE 3-4 : DÉCROISSANCE DU RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT DU SYSTÈME D'IMAGERIE APRÈS TRAVERSÉE DE L'ONDE TERAHERTZ DANS L'OBJET EN FONCTION DE SON ÉPAISSEUR	82
FIGURE 3-5 : MIRE DE RÉOLUTION « 1951 USAF RESOLUTION TEST CHART » POUR UN SYSTÈME D'IMAGERIE THz	83
FIGURE 3-6 : (A) SPECTROMÈTRE TDS TERAPULSE 4000 EN CONFIGURATION RÉFLEXION POUR L'IMAGERIE POINT PAR POINT (B) MIRE POUR LA MESURE DE RÉOLUTION OPTIQUE	84
FIGURE 3-7 : IMAGES AUX QUATRE FRÉQUENCES DE LA MIRE OBTENUES AVEC LE SYSTÈME POINT PAR POINT TDS EN RÉFLEXION (A) 0,285 THz (B) 0,84 THz (C) 2,505 THz (D) 3,780 THz	84
FIGURE 3-8 : (A) SCHÉMA DU BANC D'IMAGERIE À 2,5 THz EN RÉFLEXION (B) IMAGE PLEIN CHAMP OBTENUE EN 0,04 SECONDES (C) ZOOM NUMÉRIQUE SUR LE GROUPE 0 ET 1 : IMAGE PLEIN CHAMP (À GAUCHE), PHOTO OPTIQUE (AU CENTRE), IMAGE POINT PAR POINT TDS (À DROITE)	85
FIGURE 3-9 : (A) PROFILS VERTICAUX DES ÉLÉMENTS 2, 3, 4, 5 ET 6 GROUPE 0 DES IMAGES POINT PAR POINT ET DES IMAGES PLEIN CHAMP (D) COMPARAISON DU MODULE DE LA MTF THÉORIQUE DE	

L'OBJECTIF POUR 3 ANGLES DE DIVERGENCE (2°, 3° ET 4°) AU POINT SOURCE DE COORDONNÉES (0,0), AVEC LE CONTRASTE OBTENU PAR LES DEUX TYPES D'IMAGES DU GROUPE 0 (ÉLÉMENTS HORIZONTAUX ET VERTICAUX 1, 2, 3, 4, 5 ET 6).....	85
FIGURE 3-10 : (A) SCHÉMA DU SYSTÈME OPTIQUE HYBRIDE À 3,78 THz EN RÉFLEXION (B) IMAGE À 3,78 THz DE LA MIRE OBTENUE EN 32S AVEC L'OBJECTIF OPTIMISÉ (C) ZOOM NUMÉRIQUE*3 (À GAUCHE), IMAGE OPTIQUE AVEC MICROSCOPE BINOCULAIRE (AU CENTRE), IMAGE AVEC DEUX LENTILLES DE 50 MM DE FOCAL COMME OBJECTIF.....	86
FIGURE 3-11 : (A) COMPARAISON DES PROFILS VERTICAUX DES ÉLÉMENTS 2, 3 ET 4 DU GROUPE 0 DE LA MIRE IMAGÉE AVEC L'OBJECTIF ¼ ET L'OBJECTIF ½ (B) COMPARAISON DU MODULE DE LA MTF THÉORIQUE DE L'OBJECTIF ½ POUR 5 ANGLES DE DIVERGENCE (3°, 4°, 5°, 6° ET 7°) AU POINT SOURCE DE COORDONNÉES (0,0), AVEC LE CONTRASTE OBTENU PAR L'IMAGE DU GROUPE 0 (ÉLÉMENTS HORIZONTAUX ET VERTICAUX 2,3,4,5 ET 6).	87
FIGURE 3-12 : (A) SCHÉMA OPTIQUE DE L'OBJECTIF ¼ ÉCLAIRÉ PAR DEUX POINTS SOURCES : AU CENTRE OPTIQUE (EN BLEU) ET ÉCARTÉ DU CENTRE SELON Y DE 24 MM (EN VERT) (B) ÉVOLUTION DE LA COURBURE DE CHAMP ET DE LA DISTORSION EN FONCTION DE Y (C) REPRÉSENTATION SUR LE PLAN IMAGE DE 48*64 MM DE LA DISTORSION MULTIPLIÉE 40 FOIS	88
FIGURE 3-13 : (A) MASQUE D'ÉVALUATION DE LA DISTORSION DU SYSTÈME D'IMAGERIE (B) PHOTO DU SYSTÈME D'IMAGERIE COMPOSÉ DE LA SOURCE À 2,5 THz, D'UNE LENTILLE EN PTFE F/1 DE 50 MM DE FOCAL, DE L'OBJECTIF ¼ ET DE LA TZCAM.....	89
FIGURE 3-14 : (A) SUPERPOSITION D'UNE GRILLE SUR L'IMAGE DU MASQUE OBTENU PAR LE SYSTÈME D'IMAGERIE (B) SUPERPOSITION D'UNE NOUVELLE GRILLE DE RÉFÉRENCE SUR L'IMAGE OBTENUE APRÈS CORRECTION	90
FIGURE 3-15 : (A) PHOTO DE L'OBJET EN PTFE DE 3 MM D'ÉPAISSEUR ET IMAGE BRUTE (B) IMAGE CORRIGÉE	90
FIGURE 3-16 : PHOTO DES IMAGEURS PLEIN CHAMP (A) À 2,5 THz (B) À 3,78 THz.....	91
FIGURE 3-17 : IMAGEUR POINT PAR POINT À 3,78 THz EN MODE TRANSMISSION	91
FIGURE 3-18 : (A) PHOTO D'UN TAG RFID (B) IMAGE PLEIN CHAMP À 2,5 THz EN TRANSMISSION OBTENUE EN 40 MS (C) IMAGE PLEIN CHAMP AVEC SCAN RAPIDE EN TRANSMISSION À 3,78 THz OBTENUE EN 30 s	92
FIGURE 3-19 : COMPARAISON ENTRE IMAGE PLEIN CHAMP (À GAUCHE) ET IMAGE POINT PAR POINT (À DROITE) DU TAG RFID EN TRANSMISSION À 2,5 THz DE LA ZONE NOIRE (18*18 mm ²).....	92
FIGURE 3-20 : IMAGE DE LA ZONE ROUGE (9*9 mm ²) DU TAG RFID (A) PHOTO (B) À 3,78 THz AVEC L'IMAGEUR HYBRIDE (C) À 3,78 THz AVEC L'IMAGEUR POINT PAR POINT (C) À 3,78 THz AVEC L'IMAGEUR POINT PAR POINT ET LE FILTRAGE SPATIAL.....	93
FIGURE 3-21 : COMPARAISON DES PROFILS DE LA FIGURE 3-20 (C) ET (D) AVEC ET SANS FILTRAGE SPATIAL (A) SELON L'AXE HORIZONTAL (B) SELON L'AXE VERTICAL	93
FIGURE 3-22 : IMAGERIE À 3,78 THz D'UNE PIÈCE CÉRAMIQUE IMPRIMÉE EN 3D EN ALUMINE Al ₂ O ₃ (A) PHOTO DE L'OBJET À IMAGER (B) IMAGE D'ABSORBANCE AVEC LA TECHNIQUE HYBRIDE ET L'OBJECTIF ½ (C) IMAGE D'ABSORBANCE AU MICROSCOPE OPTIQUE EN TRANSMISSION (D) IMAGE D'ABSORBANCE POINT PAR POINT AVEC FILTRAGE SPATIAL	94

FIGURE 3-23 IMAGERIE EN RÉFLEXION À 3,78 THz (A) BANC D'IMAGERIE HYBRIDE EN RÉFLEXION AVEC OBJECTIF 1/2 ET RÉSULTAT OBTENU (B) BANC D'IMAGERIE POINT PAR POINT EN INCIDENCE NORMALE AVEC LAME SÉPARATRICE (SILICIUM HRFZ) ET RÉSULTAT OBTENU	95
FIGURE 3-24 : (A) PHOTO DE LA TÊTE DU VAPORISATEUR EN POLYPROPYLENE (B) IMAGES D'ABSORBANCE À TROIS ANGLES DE VUE (0°, 24 ° ET 90 °) DE LA TÊTE DU VAPORISATEUR, OBTENUES EN 40 MS PAR L'IMAGEUR PLEIN CHAMP EN TRANSMISSION À 2,5 THz.....	97
FIGURE 3-25 : (A) VUE ISOMÉTRIQUE DE LA RECONSTRUCTION 3D DE LA TÊTE DU VAPORISATEUR À 2,5 THz AVEC L'ALGORITHME OSC SANS TENIR COMPTE DU CARACTÈRE GAUSSIEN DU FAISCEAU THz (B) VUE EN COUPE DE LA MÊME RECONSTRUCTION	97
FIGURE 3-26 : (A) PHOTO DU BOUCHON DE STYLO NOIR AU PLAN OBJET DU SYSTÈME D'IMAGERIE EN TRANSMISSION À 3,78 THz AVEC LE GALVANOMÈTRE (B) IMAGES DU BOUCHON SELON TROIS ANGLES DE VUE.....	98
FIGURE 3-27 : VUE ISOMÉTRIQUE DU BOUCHON RECONSTRuite PAR LA MÉTHODE OSC À PARTIR DES IMAGES OBTENUES PAR LE SYSTÈME D'IMAGERIE À 3,78 THz	98
FIGURE 3-28 : SCHÉMA DE L'ALGORITHME SFF (A) CALCUL DU LAPLACIEN MODIFIÉ (B) CALCUL DE LA FOCALISATION ψ (C) DÉTERMINATION DE L'IMAGE OPTIMALE	100
FIGURE 3-29 : (A) PHOTO D'UNE FEUILLE DE CHÊNE SÉCHÉE (B) SÉLECTIONS PARMI 250 IMAGES D'ABSORBANCE (0-20 dB) À 2,5 THz DE LA FEUILLE DE CHÊNE.	101
FIGURE 3-30 : ÉVOLUTION DE ψ EN FONCTION DE z POUR TROIS PIXELS DE LA CAMÉRA	101
FIGURE 3-31 : (A) IMAGE D'ABSORBANCE OPTIMALE DE LA FEUILLE DE CHÊNE À 2,5 THz (A) CARTOGRAPHIE EN z (mm) DE LA FEUILLE	102
FIGURE 3-32 : (A) PHOTOGRAPHIE DE LA FEUILLE DE CHÊNE CACHÉE PAR UNE FEUILLE D'ÉRABLE (B) REPRÉSENTATION DE DEUX IMAGES (SUR 1292) SÉLECTIONNÉES POUR UNE MISE AU POINT SUR LA FEUILLE D'ÉRABLE (À GAUCHE) ET DE CHÊNE (À DROITE)	102
FIGURE 3-33 : (A) ÉVOLUTION DE ψ EN FONCTION DE z POUR LE PIXEL ($X=125$, $Y=175$) DE LA CAMÉRA ET APPLICATION D'UN FILTRE BUTTERWORTH DU SECOND ORDRE AVEC $f_{cut} = 1\text{ mm} - 1$ (B) PHOTO DES DEUX FEUILLES SUR LE BANC D'IMAGERIE	103
FIGURE 3-34 : RECONSTRUCTION AVEC ALGORITHME SFF (A) FEUILLE D'ÉRABLE (B) FEUILLE DE CHÊNE ..	103
FIGURE 4-1 : (A) MODÈLE 3D UTILISÉ POUR LA FABRICATION ADDITIVE DE L'OBJET TEST (B) OBJET IMPRIMÉ EN COURS D'IMAGERIE POINT PAR POINT À 0,287 THz.....	108
FIGURE 4-2 : IMAGE DE L'OBJET TEST À 0,287 THz (A) EN TRANSMISSION EN mV (B) D'ABSORBANCE EN DÉCIBELS	109
FIGURE 4-3 : SUPERPOSITION DE 'L'IMAGE EN TRANSMISSION DE L'OUVERTURE N°8 AVEC SON AJUSTEMENT GAUSSIEN	110
FIGURE 4-4 : AJUSTEMENT PAR UNE FONCTION ERREUR DES PROFILS HORIZONTAUX ET VERTICAUX DE TRANSMISSION MONTANTE ET DESCENDANTE DANS L'OUVERTURE NUMÉRO 8.....	111
FIGURE 4-5 : IMAGE DE QUATRE OUVERTURES DE L'OBJET TEST À QUATRE FRÉQUENCES (0,286 THz ; 0,506 THz ; 0,846 THz ; 1,012 THz)	112
FIGURE 4-6 : B-SCAN DE LA COUPE A-A ET SIGNAL EN FONCTION DU TEMPS AUX 4 POINTS DE COORDONNÉES $X = \{0 ; 4,5 ; 6,5 \text{ ET } 8,5 \text{ mm}\}$	113

FIGURE 4-7 : MODULE DE LA FFT EN FONCTION DE LA FRÉQUENCE DU RAYONNEMENT, CALCULÉ POUR LES DEUX INTERVALLES DE TEMPS T_1 ET T_2 AUX QUATRE POSITIONS $X = \{0 ; 4,5 ; 6,5 \text{ ET } 8,5 \text{ mm}\}$	114
FIGURE 4-8 : B-SCAN FRÉQUENTIEL EN DÉCIBELS (A) FFT SUR T_1+T_2 (B) FFT SUR T_2 (C) FFT SUR T_1	114
FIGURE 4-9 : (A) ESTIMATION DE LA POSITION DU BORD DE L'OUVERTURE NUMÉRO 8 SUR 0,3 - 2 THz (B) ESTIMATION DU DIAMÈTRE SUR 0,3 - 2 THz	115
FIGURE 4-10 : MODÈLE DES 4 LAMES MÉTALLIQUES D'ÉPAISSEUR 1 ; 1,5 ; 4 ET 8 mm, CONTENANT CHACUNE UNE OUVERTURE DE 4 mm DE DIAMÈTRE, ET IMAGES D'AMPLITUDE CALCULÉES À 0,286 ; 0,506 ; 0,836 ET 1,012 THz	115
FIGURE 4-11 : ESTIMATION DU DIAMÈTRE DU TROU DANS LA LAME MÉTALLIQUE D'ÉPAISSEUR $D = 1$ ET 8 mm À PARTIR DES PROFILS D'AMPLITUDE HORIZONTAUX AUX FRÉQUENCES DE 0,286 ; 0,506 ; 0,836 ET 1,012 THz	116
FIGURE 4-12 : ESTIMATION AVEC L'AJUSTEMENT PAR LA FONCTION ERREUR DU DIAMÈTRE DE L'OUVERTURE DANS LA LAME MÉTALLIQUE D'ÉPAISSEUR 1 ; 4 ET 8 mm ENTRE 0,3 ET 3 THz	117
FIGURE 4-13 : PHOTO DE L'OBJET TEST EN POLYÉTHYLÈNE CONTENANT PLUSIEURS OUVERTURES DE DIAMÈTRE DIFFÉRENT SUR CHACUN DE SES TROIS SOUS-ENSEMBLES S_1 , S_2 ET S_3	118
FIGURE 4-14 : PROJECTIONS EN ABSORBANCE SUR UNE ÉCHELLE DE 0 À 30dB SELON QUATRE ANGLES DE VUE DE L'OBJET OBTENUES AVEC L'IMAGEUR PLEIN CHAMP À 2,5 THz (A) 0° (B) 90° (C) 180° (D) 270°	119
FIGURE 4-15 : COUPES DU VOLUME OBTENUES PAR LA RECONSTRUCTION TOMOGRAPHIQUE DE L'OBJET TEST SELON (A) A-A, (B) B-B, (C) C-C ET (D) VISUALISATION EN 3D SELON LES COUPES A-A ET B-B	120
FIGURE 4-16 : PHOTOS DE CHACUNE DES PROTHÈSES IMPRIMÉES EN 3D EN COURS D'IMAGERIE À 0,287 THz (A) PROTHÈSE N°1 (B) PROTHÈSE N°2	122
FIGURE 4-17 : COMPARAISON D'UNE PROJECTION DE LA PROTHÈSE N°1 OBTENUE AVEC (A) L'IMAGEUR À 0,287 GHz ET (B) UN SCANNER À RAYON X	122
FIGURE 4-18 : MOSAÏQUE DE 36 PROJECTIONS EN ABSORBANCE (0-30 dB) DE 0° À 175° PAR PAS DE 5° (A) PROTHÈSE N°1 (B) PROTHÈSE N°2	123
FIGURE 4-19 : MISE EN ÉVIDENCE DES OSCILLATIONS RENCONTRÉES SUR LES PROJECTIONS DE 70° À 90° DE LA PROTHÈSE N°1 (A) IMAGES D'ABSORBANCES DES PROJECTIONS 90° ET 75° (B) COUPE HORIZONTALE À $Y = 22 \text{ mm}$ DES PROJECTIONS DE 70° À 90°	124
FIGURE 4-20 : VISUALISATION EN 3D DES RECONSTRUCTIONS DES PROTHÈSES (A) N°1 (B) N°2 $1,4 \times 3,7 \times 2$	125
FIGURE 4-21 : (A) COUPE DE LA RECONSTRUCTION 3D DE LA PROTHÈSE N°2 SEGMENTÉE EN TROIS RÉGIONS SELON LA VALEUR DU PIXEL EN cm^{-1} (0-1,45 ; 1,45-2,90 ; 2,90-4,35) (B) DIMENSIONS ESTIMÉES DES LIGNES ET COMPARAISON AVEC CELLES MESURÉES AU PIED À COULISSE	125
FIGURE 4-22 : PHOTO DE L'OAI DANS LA BOÎTE ET TRACÉ DE RAYON AVEC ET SANS PARAFFINE (A) POUR LE CYLINDRE EN PTFE (B) POUR LE PRISME EN HDPE	127
FIGURE 4-23 : COMPARAISON DES SIGNAUX TEMPORELS TRANSMIS AU CENTRE DU CYLINDRE ET À 2 mm DU CENTRE (A) DANS L'AIR (B) DANS LA PARAFFINE	127
FIGURE 4-24 : IMAGE D'AMPLITUDE TRANSMISE EN dB ET À LA FRÉQUENCE DE 1,4 THz (A) DANS L'AIR (B)	

DANS LA PARAFFINE	128
FIGURE 4-25 : RECONSTRUCTION TOMOGRAPHIQUE D'UNE COUPE DES IMAGES UNE BFP DE 0° À 359° PAR PAS DE 1°	128
FIGURE 4-26 : COMPARAISON DES SIGNAUX TEMPORELS TRANSMIS AU CENTRE DU PRISME ET À 2 MM DU CENTRE DU PRISME (A) DANS L'AIR (B) DANS LA PARAFFINE.....	129
FIGURE 4-27 : IMAGES DU PRISME EN FRÉQUENCE : AMPLITUDE (EN HAUT) ET PHASE DÉROULÉE (EN BAS) DU PRISME À TROIS FRÉQUENCES DIFFÉRENTES 0,84 ; 2,0 ET 2,5 THz (A) DANS L'AIR (B) DANS LA PARAFFINE	130
FIGURE 4-28 : (A) HAUTEUR MAXIMALE DU PRISME CALCULÉE À PARTIR DE LA PHASE SUR UNE COUPE EN FONCTION DE LA FRÉQUENCE (B) HAUTEUR DU PRISME EN FONCTION DE LA FRÉQUENCE TERAHERTZ.....	130

Liste des tableaux

TABLEAU 1-1 : AVANTAGES ET INCONVÉNIENTS ENTRE IMAGERIE POINT PAR POINT ET IMAGERIE PLEIN CHAMP À L'ÉTAT DE L'ART	43
TABLEAU 3-1 : RÉCAPITULATIF DES INDICES MOYENS ET COEFFICIENTS D'ABSORPTION DES QUATRE MATÉRIAUX AUX FRÉQUENCES 0,287 ; 0,835 ET 2,5 THz	82
TABLEAU 4-1 : COORDONNÉES ET ENTRAXES DU CENTRE DES 15 OUVERTURES ESTIMÉS PAR IMAGERIE TERAHERTZ ; COMPARAISON AVEC L'ENTRAXE ATTENDU.	110
TABLEAU 4-2 : ESTIMATION DU DIAMÈTRE MOYEN DES OUVERTURES ET DE LA LARGEUR DE L'OBJET TEST ; COMPARAISON AVEC LES DIMENSIONS ATTENDUES	111
TABLEAU 4-3 : COMPARAISON DES DIMENSIONS ESTIMÉES DES OUVERTURES PAR LA TRANSFORMÉE CIRCULAIRE DE HOUGH ET L'AJUSTEMENT AVEC LA FONCTION ERREUR.....	117
TABLEAU 4-4 : ESTIMATION PAR LA TRANSFORMÉE CIRCULAIRE DE HOUGH ET COMPARAISON AVEC LA MESURE AU PIED À COULISSE DES ENTRAXES ET DES DIAMÈTRES DES OUVERTURES DANS LES TROIS SOUS-ENSEMBLES DE L'OBJET, À PARTIR DE SES PROJECTIONS POUR DES MESURES EN 2D, ET À PARTIR DE SA RECONSTRUCTION TOMOGRAPHIQUE POUR DES MESURES EN 3D.....	121
TABLEAU 4-5 : DIMENSIONS SURFACIQUES ET VOLUMIQUES DES DEUX PROTHÈSES ESTIMÉES À PARTIR DE LEUR RECONSTRUCTION TOMOGRAPHIQUE.....	126

Acronymes

ABS	Acrylonitrile Butadiène Styène	MTF	Modulation Transfert Function
AM	Additive Manufacturing (<i>Fabrication additive</i>)	NEP	Noise Equivalent Power
ART	Algebraic Reconstruction Technique	OAI	Objet À Imager
BC	Bande de Conduction	OPO	Oscillateur Paramétrique Optique
BFP	Back Filtered Projection	OSC	Ordered Convex Algorithm
BV	Bande de Valence	OSEM	Ordered Subsets Expectation-Maximisation
CAO	Conception Assistée par Ordinateur	PC	Photo-Conducteur
CC	Couplage Capacitif	PEEK	Polyétheréthercétone
CCD	Charged-Coupled Device	PET	Positron Emission Tomography
CD	Couplage Direct	POP	Physical Optic Propagation
CEA	Commissariat à l'Energie Atomique	PSF	Point Spread Function
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor	PTFE	Polytétrafluoroéthylène
CND	Contrôle Non Destructif	QCL	Quantum Cascade LASER
CTIA	Capacitance Trans-Impedance Amplifier	RC	Rapport Cyclique
dB	décibel	RDN	Résistance Négative Différentielle
DFG	Difference Frequency Generation	RF	Radiofréquence
DGD&T	Dimensionnement et Tolérancement Géométrique	RFID	Radio Frequency Identification
EM	Electro-Magnétique	ROI	Region of Interest
FEM	Finite Element Method	RSB	Rapport Signal sur Bruit
FET	Field-Effect Transistor	SART	Simultaneous Algebraic Reconstruction Technique
FFT	Fast Fourier Transform	SFF	Shape From Focus
FMCW	Frequency Modulated Continuous Wave	SLA	Stéréolithographie laser
FPA	Focal Plane Array	SPECT	Single Photon Emission Computed Tomography
FTDT	Finite Difference Time Domain	TC	TeraCascade
HDPE	High Density Polyethylene	TCR	Temperature Coefficient of Resistance
HRFZ	High Resistivity Float Zone	TDS	Time Domain Spectroscopy
IRAS	Infrared Astronomical Satellite	TE	Transverse Electrique
IRTF	Spectroscopie Infrarouge à Transformée de Fourier	THz	Terahertz
LETI	Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Information	TN	Tomographie Numérique
LNE	Laboratoire National d'Essai	TTL	Transistor-Transistor Logic
MDP	Minimum Power Detectable	USAF	US Air Force
MEMS	Microelectromechanical systems	ZOS	Zemax Optic Studio
ML-TR	Maximum Likelihood for TRansmission		

Introduction

La région terahertz (0,06 – 6 THz) est la partie du spectre électromagnétique (EM) située entre le rayonnement infrarouge et les micro-ondes. Avec une longueur d'onde millimétrique voire submillimétrique, le rayonnement terahertz, peut être utilisé comme moyen d'imagerie, à l'instar de la partie visible, de la partie infrarouge ou encore des rayons X. Ces derniers sont très largement exploités dans le domaine médical par exemple, pour leur capacité à traverser des matériaux opaques optiquement. Le rayonnement terahertz possède lui aussi la propriété de pouvoir traverser des objets opaques à la lumière visible, tels que les polymères et les matériaux diélectriques en général. De nombreuses études scientifiques ont permis de démontrer le potentiel applicatif très important de l'imagerie terahertz, notamment dans le secteur industriel pour le contrôle non destructif (CND) de pièces en matériaux composites, par exemple, ou bien pour le contrôle qualité de la nouvelle méthode de fabrication qu'est l'impression 3D. En parallèle, des équipes ont démontré aussi la possibilité de réaliser des reconstructions, en 3 dimensions, de l'objet par des techniques mathématiques complexes de tomographie. Tout comme en tomographie X, des images de l'objet selon plusieurs angles de vue, appelées projections, sont exploitées pour retrouver, grâce à un algorithme adapté au rayonnement terahertz, une représentation de tout le volume.

Cependant, malgré ces propriétés remarquables, le transfert technologique exploitant le rayonnement terahertz reste très limité. Si l'on peut citer une application concrète à l'imagerie terahertz, la première qui vient à l'esprit est celle de la sécurité, avec les scanners corporels récemment installés dans les aéroports. Ils sont utilisés pour détecter d'éventuels armes ou explosifs dissimulés sous les vêtements, leur transparence pouvant être exploitée jusqu'à des fréquences de 90 GHz (3,3 mm de longueur d'onde). C'est grâce à la partie terahertz du rayonnement émit naturellement par le corps humain, qu'un objet occultant, telle qu'une arme, est alors détecté et imagé par un ou plusieurs capteurs très sensibles. Dans le cas du CND, les objets, trop froids, n'émettent que très peu de rayonnement terahertz, trop peu pour être détecté sur une caméra. Il est alors nécessaire de les éclairer par des sources externes terahertz artificielles, fonctionnant avec des moyens provenant des technologies électroniques, optiques ou optoélectroniques. C'est l'absorption ou la réflexion du rayonnement par l'objet qui permet d'obtenir un contraste sur l'image. Ce type d'imagerie est appelé imagerie active plein champ ; active car nécessite une source externe, et plein champ car l'objet est éclairé en entier. Or, une des raisons de l'arrivée tardive des activités de recherche et de développement dans le domaine THz est la limite physique à émettre de fortes puissances par des émetteurs compatibles avec les domaines industriels. Cette limite est appelée fossé THz ou THz gap en anglais. Dans la partie basse du spectre, l'augmentation de la fréquence du rayonnement des sources électroniques micro-ondes, par des processus non linéaires, se traduit de manière générale par une décroissance exponentielle de leur puissance maximale, environ 100 mW à 0,1 THz et moins de 1 mW à 1 THz. A l'inverse, dans la partie haute (côté optique), les lasers à cascade quantique (QCL) THz qui nécessitent un refroidissement cryogénique sont limités à quelques milliwatts tout au plus et les sources basées sur des effets non linéaires sont volumineuses

et coûteuses. D'un autre côté, les recherches menées depuis quelques années visant à augmenter la sensibilité des caméras dans le régime THz ont ouvert la voie à de nouvelles perspectives d'applications à l'imagerie. On peut citer, comme moyen de détection dans les caméras, les transistors à effet de champ (FET) ou les microbolomètres issus de la technologie d'imagerie infrarouge. Pour autant, les caméras terahertz et plus généralement les transferts industriels concernant les ondes terahertz ont du mal à percer et restent des outils formidables uniquement dans les laboratoires de recherche.

La technique de référence employée pour réaliser des images de qualité, celles pour lesquelles l'imagerie terahertz active a démontré son intérêt, est l'imagerie point par point (ou raster-scanning en anglais). Cette technique d'imagerie consiste à déplacer point par point l'objet à imager, dans un faisceau THz focalisé pour reconstruire, pixel par pixel une image en 2D grâce à un détecteur ponctuel. Les avantages de cette technique sont nombreux. Tout d'abord, la dynamique de contraste (ou le rapport signal sur bruit) de l'imageur monopoint lorsque la source est modulée en amplitude, peut atteindre plus de 90 dB. Deuxièmement, les interférences induites sur l'image par les différences de chemin optique de la source cohérente avec un faisceau focalisé restent limitées. Enfin, il est possible d'imager l'objet sur une large bande (0,1 – 4 THz) grâce au spectromètre à domaine temporel (TDS pour Time Domain Spectroscopy en anglais). Ce type de spectromètre particulier présente l'avantage de pouvoir mesurer directement l'amplitude du champ électrique du rayonnement en fonction du temps, donnant ainsi accès à des informations telles que l'indice de réfraction ou le coefficient d'absorption, propriétés intrinsèques au matériau constituant l'objet à imager.

L'inconvénient majeur de l'imagerie point par point réside dans son temps d'acquisition ; plusieurs minutes voire plusieurs heures sont nécessaires à l'obtention d'une image de qualité, c'est-à-dire contenant assez de pixels (au moins 10000) et ayant chacun une grande dynamique de contraste. Lorsqu'il est question de tomographie, l'acquisition des nombreuses projections de l'objet nécessaires à la reconstruction 3D peut durer plusieurs jours.

Dans ce contexte, l'objectif du travail de thèse est double : premièrement il est de démontrer la possibilité d'obtenir en temps réel, une image terahertz d'aussi bonne qualité qu'avec l'imagerie point par point, grâce à l'imagerie plein champ optimisée. Pour cela, plusieurs techniques expérimentales visant à limiter les interférences sur le capteur matriciel vont être explorées. Deuxièmement, il est d'évaluer les possibilités d'applications concrètes au CND grâce à des images 2D et des reconstructions 3D d'objets de différents matériaux et à différentes fréquences dans la gamme terahertz.

Dans le premier chapitre, nous présenterons les applications potentielles au rayonnement terahertz avec la spectroscopie dans le domaine temporel et l'imagerie active. Nous établirons ensuite un état de l'art des sources et détecteurs monopixels et matriciels compacts avec leurs principes physiques d'émission et de détection afin de pouvoir sélectionner et combiner les plus performants. Les différentes interactions entre le rayonnement terahertz et la matière, telle que la diffraction par des objets dont la taille est du même ordre que la longueur d'onde, permettront la mise en évidence du défi à obtenir une image terahertz représentative de l'objet. Ensuite, un comparatif plus exhaustif des avantages et inconvénients entre la technique d'imagerie point par point et la technique d'imagerie plein champ sera présenté. Puis nous illustrerons, l'impact des interférences rencontrées en imagerie plein champ. Enfin, nous présenterons le principe de la technique de tomographie terahertz ainsi que des résultats de reconstruction 3D d'objets opaques optiquement, obtenus à partir de projections réalisées par la technique d'imagerie point par point.

Dans le second chapitre, il est d'abord question de caractérisation expérimentale du faisceau, notamment de sa divergence pour plusieurs sources THz disponibles grâce à un capteur matriciel bolométrique. L'utilisation de ce capteur sans son objectif permettra de révéler plusieurs comportements à prendre en compte pour l'obtention d'images plein champ de qualité. Nous présenterons aussi brièvement le logiciel de simulation Zemax, très utilisé en optique et en imagerie, qui permet de tenir compte de la relation de phase entre chaque rayon issu d'un point source d'un émetteur cohérent. Ainsi, il sera possible, dans certains cas, de simuler toute la chaîne optique terahertz et de proposer des méthodes de limitation des effets interférentiels en imagerie plein champ. Ces simulations seront comparées aux résultats expérimentaux d'homogénéisation de l'éclairage en vue d'imager en 2D et en 3D des objets, plus rapidement.

Le troisième chapitre se focalise sur les aspects expérimentaux. La première partie sera consacrée à une étude de la transparence de différents matériaux en fonction de la fréquence de rayonnement, grâce à un spectromètre terahertz dans le domaine temporel. La connaissance de la réponse diélectrique de certains matériaux permettra une vision plus globale des possibilités d'imagerie en fonction de la longueur d'onde utilisée et de l'épaisseur maximale du matériau à analyser. Ensuite, nous exploiterons les nouveaux systèmes d'imagerie plein champ, afin d'évaluer la qualité des images comparativement à l'imagerie point par point. Nous proposerons aussi la conception, avec Zemax, d'un objectif plus adapté à une fréquence d'imagerie plus élevée. De manière plus quantitative, nous comparerons les résolutions limites des deux techniques déployées et des deux objectifs, à la fois par l'imagerie d'une mire de résolution, mais aussi par la simulation, toujours grâce au logiciel Zemax. Puis, des images en 2D d'objets opaques à la lumière permettront de confirmer les possibilités d'application au contrôle non destructif. Enfin, nous exploiterons deux méthodes de reconstruction 3D à partir d'images plein champ, la reconstruction tomographique terahertz ainsi qu'une autre méthode originale inspirée des techniques de microscopie optique 3D avec l'approche Shape from Focus.

Dans le quatrième chapitre, nous allons nous intéresser à la métrologie et plus particulièrement à la possibilité d'extraire les dimensions des objets à partir de leur image terahertz pour ensuite les comparer à leur taille réelle mesurée de façon conventionnelle. Ainsi, nous nous pencherons principalement à la détermination des coordonnées de centres d'ouvertures et des diamètres de ces ouvertures, d'abord en 2D, puis dans un espace 3D après une tomographie. Plusieurs critères et méthodes systématiques de recherche et d'estimation des coordonnées permettront d'évaluer quantitativement, la capacité des imageurs et du traitement, à restituer l'image d'un objet avec ses dimensions. Des mesures de surface et de volume à partir de reconstructions tomographiques de deux objets seront ensuite réalisées. Une comparaison avec des modèles TCAD permettra d'évaluer les tolérances mesurées. Enfin, nous montrerons expérimentalement comment les effets de réfraction sur les images peuvent être réduits grâce à une adaptation de l'indice optique du milieu environnant.

Chapitre 1 : Imagerie terahertz active

Une introduction aux applications potentielles des ondes terahertz est présentée dans ce chapitre. Nous aborderons quelques principes physiques d'émission, de détection et d'interaction du rayonnement terahertz avec la matière, que l'on peut rencontrer dans le cadre des expériences d'imagerie et de spectroscopie. Nous présenterons aussi principalement les deux techniques d'imagerie active que sont l'imagerie point par point et l'imagerie plein champ avec leurs avantages et leurs inconvénients. Enfin, des résultats précédents de reconstructions 3D par tomographie, à partir d'image terahertz, permettront de comprendre et de confirmer les motivations du travail de thèse.

1.1 Rayonnement terahertz et applications

Bien que connu et documenté depuis le début du 20^{ème} siècle, le domaine terahertz aussi appelé infrarouge lointain, reste à ce jour une zone du spectre électromagnétique peu exploitée. Située entre les microondes et l'infrarouge, le terahertz, se trouve à la confluence de deux domaines de recherche très exploités, celui de l'électronique ultra haute fréquence et celui de l'optique. L'idée d'utiliser les ondes THz pour des applications industrielles est restée sous-exploitée jusqu'à dans les années 90, en raison d'un manque cruel de sources et de détecteurs compacts et performants. Aujourd'hui, grâce à la recherche en laboratoire, ces équipements deviennent de plus en plus performants sur une large bande de fréquence quant à la puissance pour l'émission et la sensibilité pour la détection.

1.1.1 Généralités sur les ondes terahertz

Dans le spectre électromagnétique Figure 1-1, les ondes terahertz (THz) ou ondes submillimétriques sont situées entre l'infrarouge et les micro-ondes. Le découpage ISO 20473:2007 considère que la bande terahertz (THz) s'étale de 60 GHz à 6 THz, correspondant à une longueur d'onde de 5 mm à 0.05 mm. Ce sont des rayonnements de très faible énergie ($1 \text{ THz} \equiv 4,13 \text{ meV}$) qui ont la propriété enthousiasmante d'être très pénétrants dans les matériaux diélectriques ou peu conducteurs. Cette propriété permet d'obtenir des informations (chimiques ou physiques) sur les matériaux qui interagissent avec l'onde terahertz, que ce soit leur composition par spectroscopie ou bien leur aspect et la présence de défauts par des techniques d'imagerie.

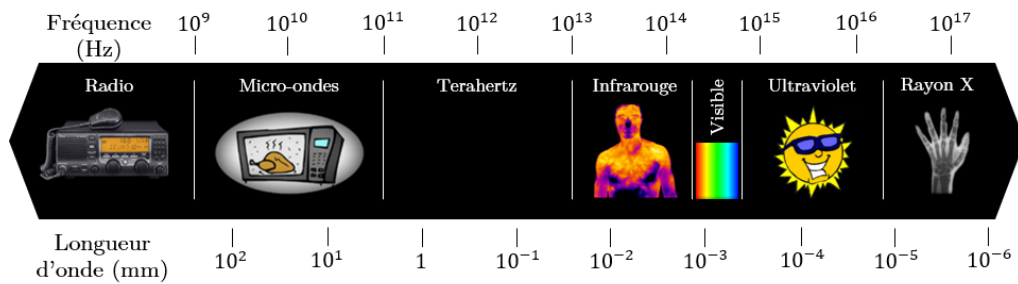


Figure 1-1 : Gamme terahertz dans le spectre électromagnétique

Le rayonnement terahertz interagit avec la matière par des modes collectifs de vibration et de rotation des molécules [1]. La spectroscopie terahertz d'absorbance permet d'obtenir des informations sur la nature des matériaux lorsqu'ils possèdent des signatures spectrales particulières ou des variations d'absorbance importantes. La technique de spectroscopie à domaine temporel [2][3] par exemple, est capable de fournir un spectre d'absorption sur une bande de 0.1 à 4 THz avec une résolution spectrale de quelques GHz. Des spectromètres commerciaux tels que le TPS 3000 de la société Teraview ont montré leur robustesse et leur répétabilité, notamment couronnées par un transfert dans le domaine pharmaceutique pour différencier deux substances chimiques [4].

Une autre propriété très intéressante de la bande terahertz est sa longueur d'onde submillimétrique pour l'imagerie. En effet, une longueur d'onde plus faible que les microondes implique une meilleure résolution spatiale. À la limite de diffraction en champ lointain, la résolution est d'environ 10 mm dans la partie basse du spectre et peut descendre jusqu'à 100 micromètres dans la partie haute ; cela permet d'obtenir des images d'objets de taille centimétrique voire millimétrique avec une résolution suffisante pour pouvoir les étudier. Associé à la transparence de certains matériaux, le rayonnement terahertz montre alors tout son intérêt applicatif pour le contrôle non destructif des matériaux composites [5] [6], ou encore dans le domaine de la sécurité, afin de détecter la présence d'objets illicites cachés (drogues, explosif, armes) [7].

Pour autant, la bande terahertz reste à l'heure actuelle une partie du spectre électromagnétique (EM) encore sous exploitée. Elle est principalement utilisée par les scientifiques pour l'observation de l'univers ou en laboratoires. C'est en effet dans le domaine de l'astronomie que les premiers développements terahertz ont été réalisés [8]. En effet, ce rayonnement est généré naturellement par le rayonnement cosmologique : 98% des photons émis depuis le Big Bang sont dans la bande submillimétrique et THz. Ainsi par exemple, en 1986, des images à 5 THz de la galaxie d'Andromède ont été obtenues grâce à un détecteur refroidi à moins de 7 Kelvin à l'hélium liquide et embarqué sur le télescope IRAS [9].

Plusieurs raisons expliquent la difficulté à appliquer l'imagerie et la spectroscopie terahertz au domaine industriel. La première origine réside dans le manque de systèmes d'imagerie rapides, compacts et à des coûts acceptables par les industriels. En effet les technologies existantes présentent des limites en puissance maximale des émetteurs et en sensibilité des détecteurs. La Figure 1-2 (a) illustre cette difficulté où les puissances émises par les sources existantes montrent le 'fameux fossé' –THz gap– autour de 1 THz [10]. L'autre raison est la forte absorption des ondes terahertz dans l'atmosphère sur certaines bandes de fréquence qui en limite la portée (Figure 1-2 (b)) [11], que ce soit pour les communications ou pour tout autre application nécessitant une propagation libre dans l'atmosphère.

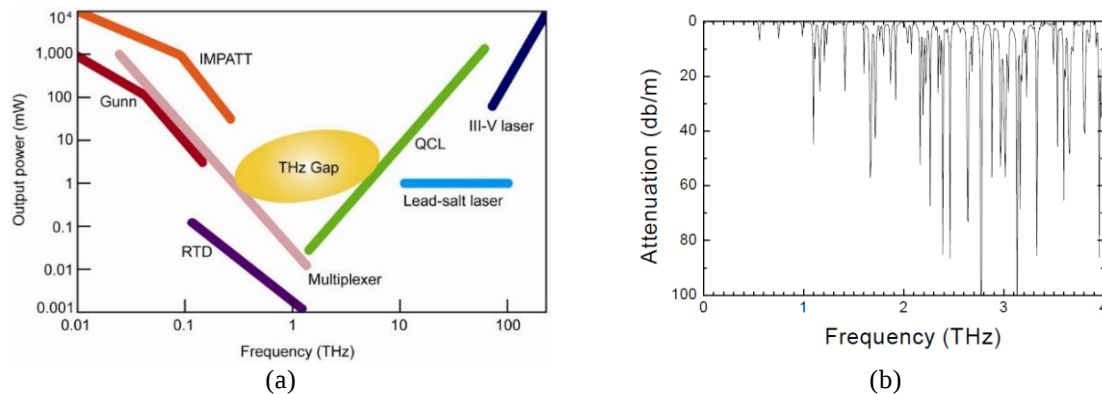


Figure 1-2 : (a) Ordre de grandeur de la puissance maximale des sources sur la bande 0,01 - 100 THz (b) Atténuation par l'atmosphère en décibel par mètre mesurée entre 0 et 4 THz

Les applications terahertz se limitent donc à l'heure actuelle à répondre à des besoins ponctuels – par exemple mesurer l'épaisseur de la peinture sur une carrosserie, trier des médicaments-, dans un environnement contrôlé et avec des opérateurs avertis. Voici une description des applications de spectroscopie et d'imagerie terahertz au laboratoire.

1.1.2 Principe d'imagerie et spectroscopie THz

La spectroscopie THz se rapproche beaucoup de la spectroscopie infrarouge par transformée de Fourier (Spectroscopie IRTF). La différence fondamentale est qu'en IRTF, c'est l'acquisition d'un interférogramme de l'échantillon à analyser qui donne, après une transformée de Fourier, le spectre en fréquence ; l'information d'amplitude permet d'en déduire l'absorption du matériau. Par contre, l'information de phase est perdue, ce qui n'est pas le cas en spectroscopie THz. L'unicité de la spectroscopie THz est que l'on accède directement au champ électrique en fonction du temps grâce à la technique d'échantillonnage optique [1][3]. En effet la technique de spectroscopie mise en œuvre est appelée TDS pour *Time Domain Spectroscopy* car elle intervient dans le domaine temporel. Elle est basée sur la génération d'une impulsion électromagnétique ultracourte. Sa transmission à travers l'échantillon à tester donne un signal en fonction du temps. Le rapport des transformées de Fourier des impulsions incidentes et transmises donne le coefficient de transmission complexe de l'échantillon. Le spectre de transmission (ou d'absorbance) en module et/ou en phase, peut être utilisé pour identifier un matériau ou une substance à partir d'une base de données. Cette spectroscopie d'absorbance, qui existe aussi dans d'autres régions du spectre EM, s'est révélée très efficace pour différencier deux substances ou quantifier leur proportion dans un mélange [4][12].

Un calcul inverse permet de déterminer l'indice de réfraction et l'absorption du matériau constituant l'échantillon sur toute la bande de fréquences disponible. De très nombreux matériaux ont été caractérisés dans l'infrarouge lointain et la recherche universitaire reste très féconde dans cette thématique. Une base de données regroupant les propriétés optiques de plusieurs centaines de matériaux est disponible gratuitement sur [13].

Les phénomènes physiques mis en jeu lors d'une excitation THz sont bien différents de ceux liés à la spectroscopie IRTF. En effet la longueur d'onde de l'excitation qui est de l'ordre de grandeur de la centaine de μm provoque :

- De la vibration atomique dans les solides
- Des mouvements collectifs de molécules ainsi que de la libration (mélange de traction et torsion des molécules) dans les gaz
- La création de plasmons : mouvement collectif d'électrons en surface

Les matériaux sont généralement sondés en transmission par une impulsion EM, au très large spectre, se propageant en espace libre. La détermination des paramètres des matériaux d'un échantillon se fait par la mesure de sa fonction de transfert complexe $T(\omega)$ qui peut être déduite de la perturbation subie par une impulsion EM lors de traversée de l'échantillon. Pour cela, une première mesure de la trace temporelle de l'impulsion électromagnétique se propageant entre les antennes en l'absence d'échantillon est effectuée, et une seconde mesure de cette impulsion est réalisée en présence de l'échantillon à caractériser [14]. En Figure 1-3 (a), est schématisée l'expérience de spectroscopie TDS. À chaque fois que l'impulsion rencontre une interface séparant deux matériaux d'indice différent, celle-ci est séparée en deux avec une partie réfléchie et une partie transmise. L'inclinaison des rayons dans le matériau n'est là que pour rendre compréhensible le schéma et les impulsions ne sont que schématiques.

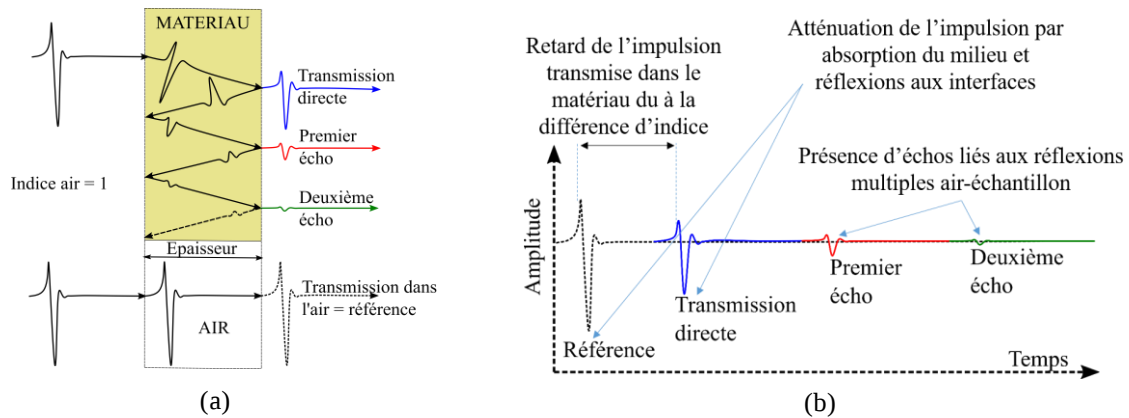


Figure 1-3 : (a) Schéma de principe de la spectroscopie terahertz TDS d'un matériau (b) signaux temporels typiques obtenus par un spectromètre TDS

En Figure 1-3 (b), la mesure après interaction avec le matériau de l'échantillon peut contenir plusieurs impulsions décalées temporellement et d'amplitudes différentes : la première impulsion correspond à la transmission directe à travers l'échantillon, alors que les suivantes sont des échos issus des réflexions aux interfaces air-matériau. Le décalage temporel entre l'impulsion mesurée en l'absence d'échantillon et celle avec échantillon est liée à la différence d'indice optique entre l'air et le matériau constituant l'échantillon. La diminution d'amplitude est, elle, reliée à la fois aux coefficients de réflexion aux interfaces et à l'absorption de l'onde à l'intérieur du matériau à analyser. Le calcul de la transformée de Fourier numérique des signaux temporels permet de générer le spectre complexe (module et phase en fréquence) des impulsions électromagnétiques mesurées précédemment. La bande de fréquence utile de la mesure est fixée, non seulement par celle du spectre de référence, mais surtout par celle du spectre en présence de l'échantillon à caractériser qui est réduite car l'objet testé absorbe les ondes et donc dégrade le rapport signal sur bruit.

Connaissant l'expression analytique de la fonction de transfert en fréquence ainsi qu'une valeur expérimentale de cette dernière $T(\omega)$, on accède aux paramètres matériaux de l'échantillon mesuré. Toutefois, l'extraction des parties réelle $n(\omega)$ et imaginaire $\kappa(\omega)$ de l'indice de réfraction complexe n'est pas directe, et

il convient donc de traiter ce problème inverse à l'aide d'une procédure d'optimisation à partir d'une valeur expérimentale de la fonction de transfert complexe $T(\omega)$ [15]. L'expérience en transmission est très bien adaptée pour l'extraction des paramètres de matériaux transparents comme les gaz, les liquides non polaires ou les polymères. Pour des matériaux solides trop absorbants ou ayant des épaisseurs trop faibles ou trop grandes, il convient de réaliser l'expérience en réflexion plutôt qu'en transmission [16]. La connaissance des paramètres optiques intrinsèques des matériaux est essentielle pour l'imagerie THz, que ce soit pour connaître l'absorbance (ou la transparence) d'un objet à imager avec $\kappa(\omega)$ mais aussi pour concevoir un système d'imagerie comportant des optiques réfractives avec $n(\omega)$.

Actuellement, les applications d'imagerie qui exploitent les propriétés optiques pénétrantes du terahertz sont généralement mises en œuvre avec des cadences d'acquisition modérées. En effet, les techniques d'imagerie THz sont le plus souvent basées sur une acquisition par un détecteur ponctuel unique, où l'objet à imager doit être déplacé dans un faisceau THz focalisé pour obtenir séquentiellement chaque pixel de l'image. Cette technique d'imagerie connue sous le nom d'imagerie point par point ou raster-scanning en anglais est très lente. Il faut environ plusieurs minutes voire plusieurs heures pour obtenir une image exploitable. Certaines applications peuvent se contenter de temps d'acquisition longs comme par exemple les sciences humaines [17], ou l'authentification d'une œuvre d'art [18]. Inversement, une pièce industrielle fabriquée en série ne peut être immobilisée pour un contrôle non destructif pendant un temps trop long ; la même contrainte existe quand l'objet à imager évolue au cours du temps, par exemple pour l'observation de substances biologiques vivantes. Il existe des techniques d'imagerie THz dites plein champ, permettant d'imager en temps réel mais celles-ci ne donnent pas, à ce jour, les mêmes résultats que l'imagerie point par point en matière de qualité d'image et de représentation fidèle de l'objet [19][20]. Dans ce mémoire, nous allons considérer le terme d'imagerie en temps réel comme l'obtention d'une image matricielle à une cadence vidéo, typiquement 20 Hz – 25 Hz. De nombreuses études en imagerie et spectroscopie ont montré le potentiel applicatif du THz dans [21][22] :

- la sécurité avec la détection d'objets illicites [7]
- le CND avec l'inspection des soudures plastiques [23]
- la biologie végétale [24]
- la santé avec la discrimination entre tissus cancéreux et tissus sains [25][26]
- l'agroalimentaire pour le contrôle qualité de denrées alimentaires [27]
- la microélectronique avec l'analyse des wafers semi-conducteurs et des cellules photovoltaïques [28].

Nous venons de voir que le déploiement lent des technologies d'imagerie THz vers l'industrie est liée au coût élevé des dispositifs, à leur encombrement important, au fossé THz et la sensibilité des capteurs. Ce déploiement industriel est aussi pénalisé par l'absorption importante des ondes THz par l'atmosphère dans certaines bandes spectrales.

Les ondes THz présentent cependant des propriétés qui motivent leur usage. Un premier avantage de l'imagerie terahertz par rapport aux autres techniques d'imagerie est sa non-dangerosité. Contrairement aux rayons X, ou à tout autre rayonnement ionisant, il n'est pas démontré que le rayonnement terahertz ait un effet quelconque sur le vivant. En effet, bien qu'il existe toujours des études pour attester de l'impact ou non du rayonnement radiofréquence sur le corps humain, celui-ci est considéré, avec les niveaux de puissance

actuels, comme sans danger pour l'homme car aucun effet à court terme n'a pu être démontré ni corrélé à l'emploi d'une source THz [29][30]. L'autre avantage est la possibilité d'imager sans contact. En effet, contrairement à l'échographie par ultrasons, qui nécessite le plus souvent un milieu d'adaptation d'impédance entre le système d'imagerie et l'objet à imager, l'imagerie THz peut être réalisée dans l'air ou tout autre matériau transparent.

Ces propriétés permettent en particulier d'envisager la réalisation de reconstructions en trois dimension (3D) par des techniques de tomographie terahertz [31]. Une de ces techniques consiste à faire tourner l'objet sur lui-même dans le système d'imagerie pour obtenir toutes les informations de forme. L'algorithme de reconstruction, basé sur des traitements mathématiques permet, à partir d'une suite de projections à différents angles de vue, de reconstruire l'objet en 3D [32] [33]. Une autre technique pour obtenir des informations sur la 3ème dimension est l'utilisation de la phase de l'onde. Si l'indice optique de l'objet est connu, le retard ou la réflexion de l'onde THz peut être utilisé pour obtenir des images en 3D par une simple conversion du temps en distance [6][34].

Bien qu'il existe certaines limitations à leur transfert technologique, l'imagerie et la spectroscopie terahertz peuvent se révéler très intéressantes pour répondre à des besoins technologiques dans plusieurs domaines d'application. Plusieurs moyens technologiques existent pour imager un objet à différentes fréquences, appelons-les des imageurs terahertz, ils sont composés d'une source de rayonnement, d'un système optique et d'un détecteur.

1.2 Sources, détecteurs et imageurs terahertz

Il existe deux grandes classes d'imagerie terahertz, l'imagerie passive qui consiste à faire l'image d'un objet émissif, et l'imagerie active où l'objet à imager (OAI) doit être éclairé par une source extérieure. L'imagerie passive exploite l'idée que tout objet est source de rayonnement électromagnétique, en référence à la loi du corps noir. Des caméras infrarouges exploitent cette approche et permettent d'imager par exemple la température d'un corps humain ou les défauts d'isolation thermiques d'un bâtiment. En imagerie active, l'interaction du rayonnement avec l'objet à imager permet d'évaluer sa transmission ou sa réflexion. Le cadre de cette étude se concentrera sur l'imagerie active, et en particulier sur un système qui intègre une source, un imageur matriciel ainsi que des optiques adaptées pour la mise en forme du faisceau terahertz. Les techniques de détection terahertz sont nombreuses qu'elles soient électroniques, optoélectroniques ou bien thermiques. Lorsque l'imageur est constitué de plusieurs détecteurs unitaires –appelés pixels- repartis sur un plan (Focal Plane Array ou FPA), il est dit matriciel. Nous verrons que certaines technologies de détection sont plus adaptées que d'autres à l'intégration de plusieurs pixels dans un plan focal matriciel. Concernant les sources, les différentes techniques d'émission terahertz sont elles aussi très nombreuses ; certaines sources peuvent émettre sur un très large spectre pouvant couvrir plusieurs THz de bande alors que d'autres sources, généralement plus puissantes, émettent sur un spectre plus étroit. Dans ce chapitre, nous décrirons les techniques d'émission terahertz, puis les moyens de détection incohérente du rayonnement et enfin, les systèmes source et détection cohérente que combinent les spectromètres à domaine temporel.

1.2.1 Les sources terahertz

La bande terahertz étant située entre l'électronique et l'optique, il existe une grande variété de sources

terahertz et de techniques d'émission ; électroniques, optoélectroniques ou bien thermiques. Elles peuvent être classées en deux types. Premièrement, les sources cohérentes qui se caractérisent par le fait que les photons émis ne sont pas distinguables, ayant même polarisation et même phase. Par exemple la cohérence de la lumière laser est à la fois spatiale et temporelle. Alternativement, les sources incohérentes ont une direction, une amplitude, une phase et une direction de polarisation aléatoires d'un photon à l'autre ; c'est le cas par exemple de la lumière naturelle ou des corps noirs.

La plupart des sources THz existantes sont issues de l'électronique ultra haute fréquence ou de l'optique et sont cohérentes. Il existe des sources THz très puissantes comme les tubes à ondes progressives (par exemple les carcinotrons ou les gyrotrons) que nous ne décrivons pas ici. Une revue détaillée des sources terahertz est disponible dans [35].

1.2.1.1 Le corps noir

Un corps noir est par définition un corps qui absorbe et/ou réémet tout le rayonnement électromagnétique qu'il reçoit, c'est à dire sans réflexion ni transmission. Dans cette théorie, un tel corps possède un spectre continu d'émission qui suit la loi de Planck. La luminance spectrale en fréquence est donnée par :

$$L = \frac{2hF^3}{c^2 \left(e^{\frac{hF}{k_B T}} - 1 \right)} [W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot Hz^{-1}] \quad (1.1)$$

Avec : h , la constante de Planck
 F , la fréquence de rayonnement en Hz
 c , la vitesse de la lumière dans le vide en m/s
 k_B , la constante de Boltzmann
 T , la température du corps noir en *Kelvin*

C'est une puissance de rayonnement par unité de fréquence, d'angle solide et de surface du corps noir. Sur la Figure 1-4, est représentée, l'évolution en échelle logarithmique de la luminance spectrale d'un corps noir, en fonction de la fréquence d'émission, pour plusieurs températures.

Cette loi met en évidence un maximum d'émission situé à la fréquence F_{max} , fonction de la température du corps noir. On constate que plus le corps est chaud, plus son pic d'émission maximale est décalé vers les hautes fréquences ; par exemple, un corps chauffé à 10 000 K à un pic d'émission à la fréquence d'environ 590 THz, correspondant à une longueur d'onde d'environ 290 μm . La relation qu'il existe entre F_{max} et λ_{max} est donnée dans [36]. La loi de Wien en fréquence en THz, et en longueur d'onde en mm est donnée par :

$$F_{max} \sim 5,9 \cdot 10^{-2} T \quad ; \quad \lambda_{max} \sim \frac{2,9}{T} \quad (1.2)$$

Un corps noir dont la température est de 17 K émet un rayonnement électromagnétique avec un pic d'émission à 1 THz ou encore à une longueur d'onde de 170 μm . Cependant, la puissance émise est très faible comparée à celle du même corps à température ambiante. La puissance spectrale émise d'un corps à 17 K à 1 THz est environ 100 fois moindre que celle émise par un corps à 300 Kelvin à la même fréquence.

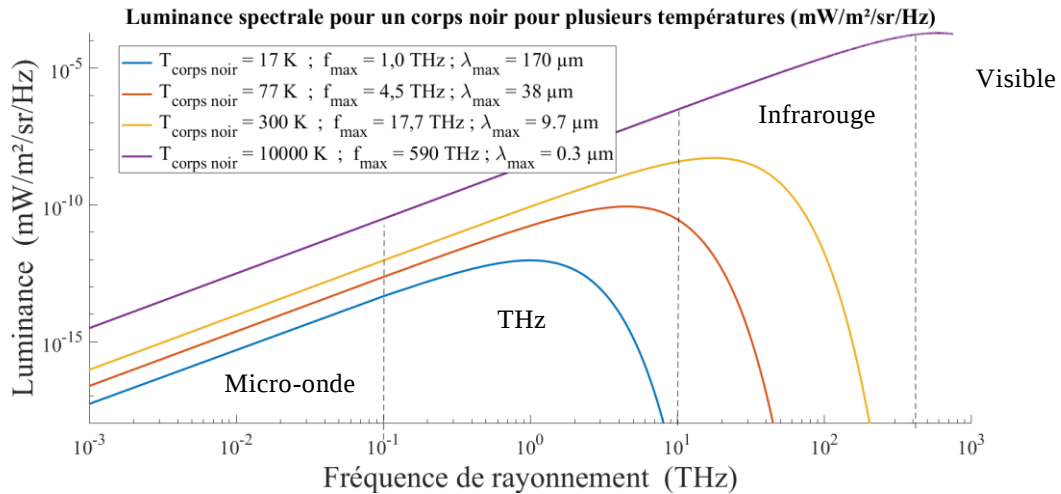


Figure 1-4 : Évolution de la luminance d'un corps noir en fonction de la fréquence d'émission pour plusieurs températures

Ces expressions nous donnent la puissance spectrale pour un corps dont l'émissivité est de 1, ce qui est loin d'être le cas pour les corps étudiés dans la plupart des cas concrets. Par exemple, un corps gris en polyéthylène d'émissivité 0,1 et de surface carrée de côté 10 mm émet environ 0,3 mW à 300 K sur la bande 0,06 – 6 THz et 0,1 mW de plus s'il est chauffé à 400 K.

Le corps humain est lui-même source de rayonnement terahertz ; des objets métalliques cachés sous les vêtements peuvent être détectés par imagerie grâce à des capteurs opérant à 90 GHz [37][38][39], mais aussi avec des imageurs non refroidis de type bolométrique [40]. Un corps noir chauffé à 350 K peut être aussi utilisé comme source terahertz pour éclairer des objets peu émissifs en imagerie active à 90 GHz, toujours dans le domaine de la sécurité [7].

1.2.1.2 Sources électroniques

Les sources électroniques classiques fonctionnent toutes sur le principe d'une résistance différentielle négative (RDN). Cet effet est lié aux caractéristiques de mobilité des électrons dans les semi-conducteurs. Contrairement à une jonction ohmique, il existe une plage de tension pour laquelle le courant diminue (augmente) à mesure que cette tension augmente (diminue). La diode Gunn peut être utilisée comme oscillateur lorsque qu'une tension constante dans la région de la RDN est appliquée à ses bornes. La puissance maximale que l'on peut émettre avec ces diodes varie d'une technologie à une autre, mais plus on cherche à augmenter la fréquence, plus la puissance diminue ; elle varie en F^{-2} voire F^{-3} . Typiquement une source Gunn peut émettre 100 mW de puissance maximale à 100 GHz.

Une autre méthode électronique consiste à multiplier la fréquence d'une source radiofréquence (RF) en filtrant les harmoniques supérieures résultant du mélange entre 2 fréquences dans des composants non linéaires. Généralement, une telle source est composée d'un synthétiseur à haute fréquence (1 - 20 GHz) en entrée et d'une série de multiplicateurs en fréquence amplifiés à bases de diodes Schottky. L'avantage de cette solution est qu'elle permet une forte accordabilité en fréquence. Certaines de ces sources peuvent émettre un signal jusqu'à plus de 1 THz tout en étant accordable sur plusieurs dizaines de GHz [41]. L'inconvénient de cette technique est la puissance limitée en sortie de la source et qui chute fortement avec la fréquence puisque ce sont les harmoniques qui sont exploitées.

1.2.1.3 Le laser à cascade quantique

Le laser à cascade quantique (QCL) est un laser à semi-conducteur qui émet un photon par désexcitation d'un électron d'un niveau de forte énergie à un niveau de plus basse énergie. La fréquence F de rayonnement du photon est reliée à l'énergie de désexcitation E par $E = hF$. Dans les lasers à semi-conducteurs conventionnels, la désexcitation d'un photon de la bande de conduction (BC) dans la bande de valence (BV) permet l'émission d'un photon, on parle de transition inter-bande. De tels lasers à base de GaAs par exemple permettent l'émission dans la gamme visible et infrarouge [42]. Pour un laser fonctionnant dans la gamme de 0,1 à 6 THz, il n'existe pas de matériaux ayant une différence d'énergie entre la BV et la BC suffisamment faible. La plus petite fréquence d'émission qu'il est possible d'émettre avec un laser à diode est de l'ordre de 15 THz [43].

Dans les lasers à cascade quantique, ce sont des niveaux d'énergies de transition inter-sous bandes de la BC (ou de la BV) qui permettent l'émission d'un photon. La création de tels sous niveaux d'énergie est rendue possible grâce à une structure composée d'un empilement périodique de fines couches de semi-conducteurs. Cette hétérostructure induit une séparation des niveaux d'énergie en sous niveaux dans les puits de potentiels. Des calculs numériques permettent de prévoir les épaisseurs et l'arrangement particulier des couches dans la structure pour que ces sous niveaux soit séparés par des énergies correspondantes à des fréquences terahertz. En polarisant la structure, un électron de plus forte énergie va pouvoir se désexciter par émission d'un photon de fréquence F , puis passer par effet tunnel dans le puits de potentiel de la couche suivante pour émettre de nouveau un photon. C'est ainsi que l'électron est réutilisé plusieurs fois dans cette structure en forme de cascade (Figure 1-5).

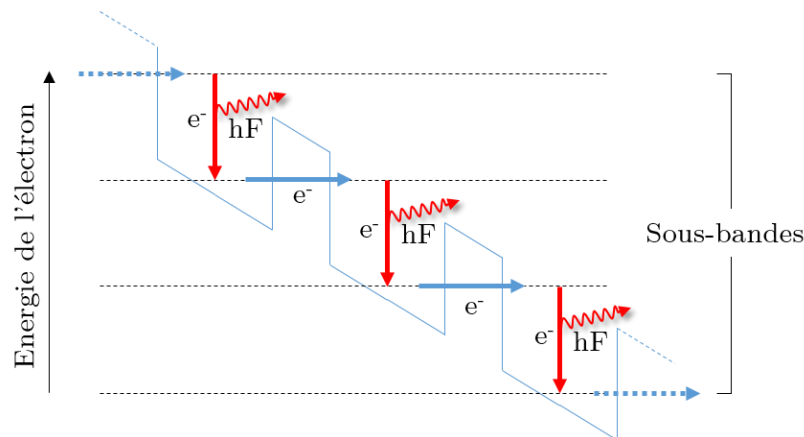


Figure 1-5 : Principe d'émission d'un laser à cascade quantique ; l'alignement du niveau bas du puits de potentiel d'une couche avec le niveau haut du puits de potentiel de la couche suivante est assuré par la polarisation de la structure périodique.

Pour obtenir l'effet laser consistant à multiplier le nombre de photons dans une cavité, la structure est insérée, soit par confinement dans un guide d'onde diélectrique d'indice optique plus faible, soit entre deux couches métalliques et alors l'onde se propage à l'interface métal/semi-conducteur par des modes plasmons [44].

L'efficacité de la transition radiative qui permet l'émission terahertz est liée à la densité de population des niveaux d'énergies. Pour augmenter le taux de désexcitation par l'émission d'un photon, il faut à la fois peupler le niveau d'énergie haut et dépeupler le niveau d'énergie bas. Le peuplement du niveau d'énergie

haut est assuré par l'injection d'électrons de la couche précédente. Le dépeuplement des sous niveaux de basse énergie est obtenu, soit par interaction avec le réseau, soit par interaction électron-électron. Pour diminuer l'interaction avec le réseau au profit des transitions radiatives, il est nécessaire de refroidir la structure à des températures cryogénique (< 77 K). La première démonstration expérimentale du QCL est réalisée en 1994 dans l'infrarouge à $4,2 \mu\text{m}$ ($F = 71$ THz) avec une puissance de 8 mW [45]. Le premier QCL émettant dans sous la barre des 15 THz est démontré par Köhler et al en 2002 avec une hétérostructure GaAs/AlGaAs [46].

Deux types de structures pour les QCL THz se distinguent, les structures *chirped superlattice* et les structure *bound to continuum*. Dans les deux types de structures, le dépeuplement du niveau bas est majoritairement réalisé par des interactions électron – phonon. Les structures *bound to continuum* sont cependant plus performantes car elles nécessitent une consommation électrique moindre et peuvent donc fonctionner à plus haute température [43]. Les QCL commercialisés par la société Lytid [47] ou LongWave [48] sont des QCL très performants quant à leur puissance, leur compacité et leur facilité d'utilisation, notamment par un refroidissement en circuit fermé.

1.2.1.4 Laser à gaz et oscillateur paramétrique optique (OPO)

L'invention du laser est attribuée à Charles Townes en 1955 qui a développé un laser à gaz émettant dans la bande millimétrique à 24 GHz ($\lambda=12,5$ mm). Il exploite la molécule d'ammoniac (NH_3) comme milieu amplificateur. Appelé maser pour *Microwave Amplified Stimulated Emission of Radiation*, il est en réalité l'ancêtre du laser (*Light Amplified Stimulated Emission of Radiation*) tel qu'on le connaît actuellement. L'effet laser est obtenu par un pompage électrique ou optique du milieu amplificateur dans une cavité de longueur ajustable permettant la multiplication des photons [49]. Les lasers à gaz peuvent émettre dans la gamme THz avec de fortes puissances ; environ 1,25 W à $118,8 \mu\text{m}$ (2,54 THz) par un laser méthanol (CH_3OH) pompé optiquement par un laser CO_2 [50]. Le laser à CO_2 émettant dans la bande infrarouge ($9,4 - 10,6 \mu\text{m}$) est un laser très puissant surtout utilisé dans l'industrie pour la découpe de pièces métalliques. Une revue des lasers à gaz émettant dans la gamme THz est disponible dans la référence [51].

Le mélange de fréquence par un oscillateur paramétrique optique (OPO) THz peut être utilisé pour émettre dans la gamme THz. Constitué d'une cavité et d'un milieu à gain non linéaire comme le LiNbO_3 , la différence de fréquence (DFG) entre deux lasers de fréquence d'émission très proche permet l'émission dans la région THz [52]. Un OPO dans la région infrarouge peut aussi être utilisé pour une DFG secondaire dans un cristal de GaSe émettant une onde monochromatique THz de très forte puissance (de 0,1 à 69 W) et avec une accordabilité sur 0,18-5,27 THz, soit quasiment toute la bande ISO 20473:2007 [53].

Ces deux types de sources ne sont cependant pas adaptés à l'intégration dans un système d'imagerie compact car trop encombrantes. Il est à noter qu'une étude récente a permis de valider un concept très intéressant pour l'émission terahertz accordable, compacte et à température ambiante avec une cavité remplie de gaz pompée par un QCL émettant dans l'infrarouge. Ce nouveau principe a été démontré en 2016 avec un laser NH_3 pompé par un QCL dans l'infrarouge moyen ($100 \mu\text{m}$) pouvant émettre $34 \mu\text{W}$ à 1,07 THz [54] ; une étude l'année suivante a montré la possibilité d'émettre 0,67 mW toujours à 1,07 THz grâce à une source QCL de 105 mW [55].

1.2.2 Les imageurs terahertz

Un imageur composé d'un unique pixel est un capteur mono-point ; lorsqu'il est composé de plusieurs pixels associés en une matrice sur un plan, c'est un capteur matriciel. De manière similaire à un appareil photographique numérique un capteur matriciel permet d'imager une scène plus rapidement qu'un détecteur mono-point.

Il existe deux types de détection terahertz, les détecteurs incohérents, pour lesquelles seule une information d'amplitude ou de puissance du rayonnement est mesurée, et les détecteurs cohérents qui eux, permettent d'acquérir à la fois l'amplitude et la phase du champ. Une des caractéristiques d'un détecteur est sa sensibilité. La sensibilité correspond au rapport entre signal de sortie en courant ou tension et la puissance optique incidente, et est exprimée en V/W ou en A/W . Le bruit, issu des différents composants de la chaîne de mesure d'un détecteur est caractérisé par la densité spectrale de bruit, et est donnée en $V/\sqrt{Hz}$ ou en $A/\sqrt{Hz}$. Pour pouvoir comparer les détecteurs terahertz, qu'ils soient incohérents ou cohérents, il est intéressant d'utiliser le terme de puissance minimale équivalente au bruit (NEP = Noise Equivalent Power). Le NEP exprimé en $W/\sqrt{Hz}$ est la puissance pour laquelle le rapport signal sur bruit (RSB) est égal à 1 lorsque l'on intègre le signal sur une demi seconde. Il correspond au rapport entre la densité spectrale de bruit et la sensibilité du détecteur. Plus le détecteur sera sensible et plus son bruit est faible, plus le NEP est faible. Un autre critère de mérite d'un détecteur pouvant être retenu est la puissance minimale détectable (MPD) en W lorsque la fréquence d'acquisition est définie ; il permet de plus facilement comparer les imageurs matriciels en mode vidéo pour leur mise en œuvre dans des conditions réelles. Un récapitulatif des détecteurs non refroidis avec leur NEP est donné dans [56].

Un autre critère de différenciation des détecteurs est relatif au phénomène physique de conversion du rayonnement optique en une grandeur mesurable électriquement. La détection électronique fonctionne sur le principe de l'absorption directe d'un photon dans un matériau semi-conducteur qui va déclencher l'excitation d'un électron. Les électrons générés sont alors lus comme un courant électrique par un circuit électronique de proximité. Les détecteurs thermiques reposent sur l'absorption du rayonnement électromagnétique par un matériau qui voit sa température augmenter. Par exemple, dans les capteurs thermorésistifs, cette augmentation de température se traduit par une évolution de la résistance électrique qui peut ensuite être lue comme une variation de courant ou de tension. La constante de temps du capteur thermique est liée au produit de sa résistance thermique R_{th} par sa capacité thermique C_{th} . Pour favoriser une détection rapide, il faut donc privilégier des structures de transducteurs présentant le produit $R_{th}C_{th}$ le plus faible possible. Un compromis est à trouver avec la résistance thermique qui inversement doit être la plus élevée possible pour assurer la meilleure sensibilité.

Les détecteurs électroniques basés sur des recombinaisons électron-trou dans des bandes électroniques du semi-conducteur sont plus rapides que les capteurs thermiques où les phénomènes de relaxation sont longs. En revanche ces derniers présentent des spectres d'absorption sur une bande de fréquence beaucoup plus large que les détecteurs électroniques.

Un moyen possible de réduire le NEP d'un détecteur est de le refroidir à des températures cryogéniques pour limiter le bruit thermique. Cependant le coût élevé et les contraintes techniques relatifs à la réfrigération sont un frein au déploiement de cette approche pour des applications hors des laboratoires. Dans le cadre de

cette thèse, seuls des imageurs non refroidis fonctionnant à température ambiante seront considérés.

1.2.2.1 Les imageurs électroniques non refroidis

Les technologies d'imageurs électroniques non refroidis dans la gamme terahertz sont nombreuses. Aussi nous décrirons essentiellement celles à base de diodes Schottky et de transistors à effet de champ ('Field Effect Transistors', ou FET). Ces détecteurs qui peuvent être réalisés sous forme matricielle sont réalisés à partir de composants qui redressent le signal électrique induit dans une antenne par le rayonnement terahertz.

La diode Schottky est composée d'une jonction métal semi-conducteur type N qui grâce à un temps de commutation très court et une tension de seuil très basse permet d'obtenir un redressement du courant avec un temps de réponse très court (< 1 ns) [57]. Avec des dimensions de l'ordre du micromètre, il est possible de détecter des rayonnements jusqu'à plus de 2 THz [58]. Le NEP peut descendre jusqu'à $300 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ à la fréquence de 0,891 THz pour un capteur mono pixel [59]. Les capteurs matriciels à base de diodes Schottky ne contiennent généralement que peu de détecteurs, jusqu'à 20 pixels [60].

Des détecteurs à bases de transistor à effet de champ couplés à des antennes peuvent aussi être utilisés comme redresseurs radiofréquences du rayonnement THz. Lorsque les dimensions du canal du transistor sont de l'ordre du micromètre voire submicronique, il est possible d'atteindre des fréquences de fonctionnement dans la gamme THz [61]. Les meilleures performances de NEP aux fréquences subterahertz sont de l'ordre de $100 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$. Les matrices de FETs peuvent être réalisées en matériaux 3-5 (AsGa par exemple) mais aussi à base de la technologie CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) en silicium des filières de microélectroniques industrielles. Dans ce dernier cas, les capteurs peuvent alors être réalisés sous la forme de matrice contenant plus de 100 pixels [62][63][64] avec des coûts de fabrication relativement peu élevés.

1.2.2.2 Les imageurs thermiques

Trois types principaux de détecteurs thermiques sont utilisés dans la gamme THz : les capteurs pyroélectriques, les microbolomètres et les cellules de Golay. Dans les trois cas, l'échauffement d'un matériau absorbant le rayonnement terahertz est mesuré par des techniques optiques et/ou électroniques.

La cellule de Golay fonctionne sur le principe de l'expansion d'un gaz placé dans une cavité, dont une des parois est une membrane flexible ou un diaphragme. Lorsque le rayonnement terahertz est absorbé, le gaz est chauffé causant son expansion. Cette expansion provoque une pression qui déforme la membrane et cette déformation est ensuite mesurée par un système optique. Le phénomène pneumatique mise en œuvre dans une cellule de Golay fait qu'un tel capteur se distingue par une sensibilité élevée et une réponse constante sur une large gamme fréquentielle. Cela explique pourquoi ce détecteur est généralement utilisé pour mesurer la puissance d'une source et comme moyen de calibration des autres détecteurs terahertz. Le temps de réponse est d'environ 10 ms. Elle peut-être aussi utilisée comme détecteur ponctuel pour l'imagerie [65][66]. En revanche, la taille du détecteur ne permet pas son intégration en un capteur matriciel.

Un capteur pyroélectrique fonctionne sur le principe d'une variation temporaire de la polarisation électrique induite par le changement de température du matériau. Comme ce phénomène est transitoire, un tel détecteur requiert la modulation du signal optique, soit par voie optique (par exemple avec un hacheur) ou par voie électronique. En appliquant par une modulation de la source à environ de 10 Hz, le NEP d'un

capteur pyroélectrique peut atteindre environ $500 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ sur une large gamme de fréquence, du THz jusqu'à l'infrarouge (0,3 à 300 THz). Des images à 0,52 et 0,71 THz révélant l'intérieur d'objets opaques à la lumière ont été réalisées avec ce type de détecteur [67]. D'autres images d'objets centimétriques obtenues grâce à un capteur matriciel à base de détecteurs pyroélectriques et un laser à gaz émettant 10 mW à 2,52 THz ont été obtenues en moins de 30 secondes [68].

Les bolomètres résistifs sont basés sur la mesure électrique de la variation d'un matériau thermo-résistif lorsque celui-ci est chauffé par un autre matériau absorbant le rayonnement THz incident. Ces 2 fonctions, absorption et thermomètre, peuvent être assurées par un même dispositif, mais actuellement les matrices micro-bolométriques développées pour des caméras infrarouge et THz [69] [70] intègrent toutes un dispositif absorbant (couche de TiN par exemple), différent de la couche thermorésistive. Cette dernière est constituée d'un matériau semi-conducteur, comme l'oxyde de vanadium VOx ou le silicium amorphe $a\text{-Si}$, qui présente la propriété d'avoir un coefficient thermique de résistance électrique (ou TCR pour *Temperature Coefficient of Resistance*) négatif.

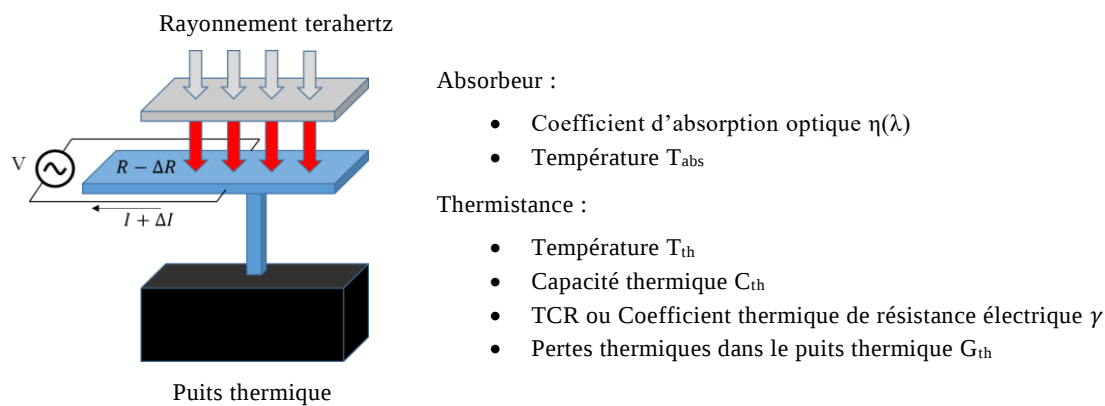


Figure 1-6 : Schéma de principe d'un microbolomètre résistif

L'absorbeur et le thermomètre sont isolés thermiquement du substrat –ou puits thermique- sur lequel les pixels sont réalisés. Cette isolation est réalisée au moyen d'une structure micro-pont qui maintient la membrane où sont situés l'absorbeur et le thermomètre. Cette isolation se caractérise par une résistance thermique R_{th} exprimée K/W (ou une conductance thermique G_{th}). C_{th} et R_{th} dépendent des matériaux utilisés et de la géométrie.

La montée en température du bolomètre peut être modélisée par un circuit de type filtre RC ; cette évolution a la forme d'une exponentielle qui tend vers une valeur maximale avec un temps caractéristique $\tau_{\text{th}} = C_{\text{th}} \cdot R_{\text{th}} = C_{\text{th}} / G_{\text{th}}$. Le circuit de lecture est souvent basé sur la lecture de la variation de courant qui traverse la résistance électrique du pixel polarisé à une tension constante V_{bias} .

Historiquement, cette technologie de microbolomètres a été développée pour l'imagerie infrarouge (IR) thermique [71][72]. Pour adapter cette technologie à la gamme THz, il a fallu prioritairement optimiser l'absorption du rayonnement optique $\eta(\lambda)$ qui présente en THz des longueurs d'onde largement supérieures à celles de l'IR, ainsi que des impédances différentes. Les équipes de recherche japonaises (NEC) ont initialement optimisé les pixels bolométriques sans changer leur architecture mais en modifiant l'impédance de la couche absorbante [73]. Au CEA-Leti, une approche plus en rupture a été adoptée, basée sur le principe

de dissocier physiquement les deux éléments-clés d'un pixel bolométrique, l'absorbeur et le thermomètre. Le couplage des ondes THz est assuré par des antennes chargées. Les charges sont échauffées par les courants induits par le rayonnement optique capté. Cette chaleur est alors transmise à la couche thermorésistive placée sur la membrane suspendue du pixel. La variation de température induite s'accompagne d'une modification de la résistance électrique de cette couche qui est alors lue par un circuit électronique situé sous le micro pont dans le substrat, ce substrat servant aussi de puits thermique [74] [75]. De plus, dans cette architecture, l'absorption du rayonnement par le pixel est optimisée par l'introduction d'une cavité diélectrique optique quart d'onde $\lambda/4$ entre la membrane et un réflecteur placé sous cette structure suspendue sur le substrat.

Pour optimiser la sensibilité des microbolomètres, les matériaux thermorésistifs doivent présenter de forts TCR, typiquement entre -2 et -3 %/K à 300 K. Il doivent aussi être conçus avec des membranes suspendues par des bras de conductivité thermique G_{th} très faible et encapsulés sous vide - typiquement à une pression de 10^{-3} mbar - pour limiter les pertes par conduction dans l'atmosphère environnant [76]. Avec une capacité thermique de l'ordre de 1.10^{-10} J/K et une conductance thermique 1.10^{-8} W/K, le temps caractéristique de montée en température pour ce type de bolomètre est d'environ 10 ms. Les performances de MDP sont de l'ordre de 10 à 100 pW. Plusieurs images utilisant des matrices de microbolomètres ont été réalisées [77][76][78][73] avec des sources puissantes comme des lasers à gaz ou des QCL.

La majorité des imageurs décrits ci-dessus mettent en œuvre une détection dite incohérente. Des imageurs à détection hétérodyne sont possibles avec des capteurs électroniques mais à ce jour aucune caméra commerciale ne bénéficie de cette approche. Les imageurs incohérents permettent de construire une image d'amplitude, fonction de la puissance du rayonnement terahertz. Qu'ils soient composés d'un ou plusieurs détecteurs, ils permettent d'imager le signal issu de n'importe quelle source, continue ou impulsionnelle, dès lors que leur sensibilité à la longueur d'onde de cette source est suffisante.

Avec un spectromètre TDS, l'émission et la détection large bande doivent être synchronisées en temps. Pour cela c'est un même laser qui est utilisé pour émettre une impulsion et mesurer l'amplitude en fonction du temps. Ainsi, l'imageur avec spectromètre à domaine temporel est un système complet et il n'est pas possible d'éclairer l'OAI avec n'importe quel émetteur. Par contre, la FFT des signaux temporels acquis après transmission à travers un objet en plusieurs points de cet objet, permet d'imager à différentes fréquences, que ce soit en amplitude par le module de la FFT ou en phase par son argument.

1.2.3 Imageur avec spectromètre à domaine temporel

L'obtention du signal en fonction du temps est assurée par un dispositif laser type « pompe-sonde » (Figure 1-7). Un laser impulsionnel femtoseconde (durée d'impulsion d'environ 100 fs) est séparé en deux faisceaux, un faisceau « pompe » pour l'émission terahertz et un faisceau « sonde » pour la détection. Lorsque l'impulsion laser frappe l'émetteur polarisé, un courant transitoire picoseconde est créé et celui-ci peut être utilisé pour rayonner, dans l'espace libre, un large spectre. Cette impulsion picoseconde est ensuite mesurée après propagation grâce à un détecteur associé à une antenne. Le signal temporel n'est pas obtenu en une seule acquisition. En effet, l'électronique n'est pas assez rapide pour mesurer une impulsion picoseconde. C'est là qu'entre en jeu le faisceau sonde qui, grâce à sa courte durée, peut déclencher une mesure de l'amplitude pour un point donné dans le temps. Avec l'impulsion du faisceau sonde, retardée par rapport à l'impulsion pompe, il est possible de reconstruire un signal en fonction du temps, c'est la technique

d'échantillonnage optique [1][3], rendue possible grâce à la régularité de la source optique. En Figure 1-8 (a), un signal temporel typique obtenu lors des expériences de spectroscopie à l'IMS par un système TDS commercial est présenté.

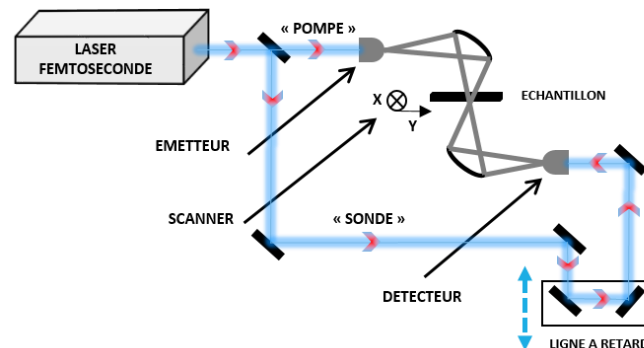


Figure 1-7 : Schéma de principe d'un spectromètre THz à domaine temporel (TDS) contenant un laser femtoseconde, un émetteur, un détecteur ainsi que des optiques pour diriger le faisceau THz

En mesurant un signal temporel après la traversée ou la réflexion par un objet en différentes positions, il est possible d'obtenir une image de cet objet. L'image est alors dépendante d'un critère choisi comme la valeur maximale du pic par exemple, ou sa position dans le temps.

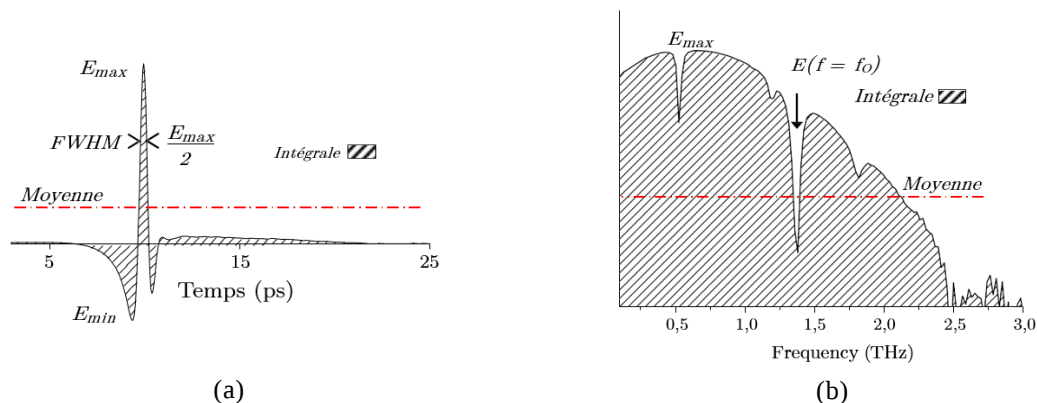


Figure 1-8 : (a) Signal temporel typique d'un spectromètre terahertz (b) Spectre en fréquence obtenu par une transformée de Fourier rapide (FFT) du signal temporel

Un spectre d'amplitude en fréquence typique, généré par un spectromètre TDS et contenant des raies d'absorption est présenté en Figure 1-8 (b). Si l'on fait la transformée de Fourier rapide (FFT) pour tous les pixels de l'image, on peut alors obtenir des images à plusieurs fréquences ; en amplitude ou en phase. Il existe plusieurs techniques d'émission terahertz impulsionnelle activées par laser, la rectification optique dans un cristal non linéaire, le mélange de fréquence ou encore l'émission avec des antennes photoconductrices. La détection est réalisée soit par effet électro-optique dans un cristal non linéaire soit par une autre antenne photoconductrice.

1.2.3.1 Antenne photoconductrice

L'antenne photoconductrice (PC) polarisée peut être utilisée comme émetteur terahertz. Elle est composée d'un semi-conducteur (GaAs) dans lequel sont créés des porteurs de charges au moment où

l'impulsion laser vient frapper le dispositif. Avec une polarisation électrique du dispositif, un courant transitoire picoseconde est généré dans l'antenne pour émettre dans l'espace libre. Une antenne photoconductrice peut être aussi utilisée comme moyen de détection. Cette fois-ci c'est le courant généré par l'onde terahertz dans l'antenne qui est mesurée au moment où l'impulsion laser arrive sur le photoconducteur. Des imageurs commerciaux compact tel que le Teraview TPS 3000 ont montré leur efficacité et leur répétabilité pour la spectroscopie et l'imagerie terahertz [79][7][4]. Ce type d'imageur est le plus souvent composé d'un seul pixel mais des études ont montré la possibilité d'imager plus rapidement avec des matrices d'antennes photoconductrices [80][81][82]. Cependant, aucun système commercial basé sur des matrices d'antennes PC n'existe à ce jour.

1.2.3.2 Cristal électro-optique

Un cristal non linéaire tel que le ZnTe ou le LiNbO₃ peut être utilisé pour émettre ou détecter un rayonnement terahertz cohérent. L'émission par rectification optique est possible grâce à un effet non linéaire du second ordre qui induit un champ électromagnétique THz. La détection électro-optique fait elle aussi intervenir un effet non linéaire qu'est l'effet Pockels ; c'est l'inverse de la rectification. Un champ électrique quasi-statique dans le cristal entraîne une modification de son indice optique sur une polarisation. L'apparition d'une biréfringence est mesurable par une modification de la polarisation du faisceau sonde. Puisque l'information THz est transférée vers l'optique, l'imageur peut très bien fonctionner avec une caméra CCD classique pour imager le cristal non linéaire dans l'optique. Ainsi, il est possible d'imager rapidement des objets à différentes fréquences dans le terahertz [83][84][85]. Il n'existe pas à l'heure actuelle de d'imageur commercial utilisant ce type de détection.

En conclusion, on peut dire qu'il existe une grande quantité de sources et imageurs compacts, de l'électronique à l'optique avec des puissances comprises entre quelque nW à plusieurs mW pour ce qui est des sources et des MDP de plusieurs nW à quelques dizaines de pW pour ce qui est des imageurs. Bien que le RSB soit très important pour certains couples émetteurs/détecteurs (>70dB), la nécessité d'éclairer plusieurs de ces capteurs en même temps sur un même imageur peut drastiquement réduire le RSB par pixel. On constate qu'à l'heure actuelle, ce sont les imageurs avec bolomètre fonctionnant autour de 2,5 THz qui montrent les meilleurs compromis en matière de nombre de pixels et de RSB par pixel. Concernant les imageurs TDS, ils ne sont pas assez compacts et sont bien trop lourds pour une utilisation industrielle rapide.

1.3 Imagerie et tomographie terahertz

L'imagerie consiste à obtenir une représentation de l'objet en mesurant l'interaction d'un phénomène physique sur cet objet. Dans le cas de l'imagerie par ultrasons, c'est une variation d'impédance du milieu qui va induire une modification de la propagation des ondes acoustiques dans l'objet à imager. En imagerie X, les variations d'absorption de l'objet à imager induisent des variations de transmittance.

Dans le cas de l'imagerie terahertz, l'information d'absorption de l'onde par le milieu donne une image de l'objet. Comme dans le cas de l'imagerie par rayon X, le contraste sur l'image sera dû à la transmittance par l'objet. Plus cet objet est épais et absorbant, plus la transmission sera faible et inversement. Cependant, avec les ondes terahertz, d'autres phénomènes tel que la diffraction, les pertes par réflexion ou encore l'effet Fabry-Pérot peuvent fortement perturber l'image d'absorption.

1.3.1 Interaction terahertz matière

Les ondes terahertz sont des ondes électromagnétiques et la propagation de ces ondes dans la matière obéit aux équations de Maxwell. Une solution de ces équations pour le champ électrique est l'onde plane qui peut s'écrire :

$$\vec{E}(t, \vec{r}) = E_0 e^{-i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \vec{u} \quad (1.3)$$

Elle est définie dans l'espace $\vec{r}$ et dans le temps t par une direction de propagation $\vec{k}$, une pulsation ω , une amplitude E_0 et une direction de polarisation $\vec{u}$. Les propriétés optiques du milieu dans lequel se propagent les ondes électromagnétiques sont caractérisées par l'indice de réfraction n , défini dans le chapitre 1.1.2 et le coefficient d'absorption α . Ce dernier traduit l'absorption en intensité (ou en puissance) du rayonnement après traversée du milieu, et sa dimension est homogène à l'inverse d'une distance. Il peut être déduit de κ , la partie imaginaire de l'indice par la formule :

$$\alpha = \frac{4\pi f}{c} \kappa \quad (1.4)$$

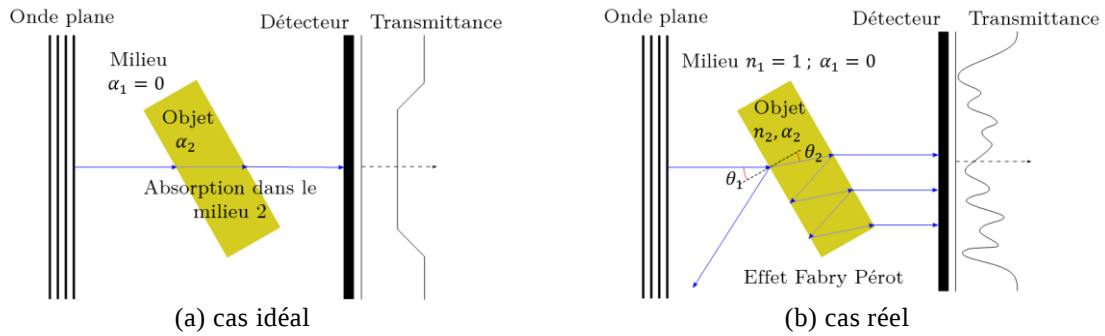


Figure 1-9 : Schéma de principe de l'imagerie d'absorption ; (a) le cas idéal où seul l'absorption de l'objet entre en jeu, le profil de transmittance est une parfaite projection de l'objet (b) le cas réel où la différence d'indice optique entre l'objet et le milieu induit des réflexions aux interfaces qui perturbent le profil d'imagerie.

En imagerie, plusieurs effets, en plus de l'absorption sont à considérer. La Figure 1-9 présente deux cas d'imagerie terahertz d'un objet d'indice n_2 et de coefficient d'absorption α_2 dans un milieu d'indice n_1 et de coefficient d'absorption α_1 ; le cas idéal (a) dans lequel il n'existe que l'absorption par l'objet, et le cas réel (b) où la réflexion, la réfraction et la diffraction aux interfaces viennent perturber le profil de transmission à travers l'objet. Dans le cas idéal, le profil suit exactement la règle où, plus l'objet est épais, plus la puissance transmise est faible. Dans le cas réel, les réflexions aux interfaces de l'objet ainsi que le phénomène de diffraction peuvent amener à créer un profil très différent. De plus, chacun de ces effets peut avoir une influence plus ou moins importante comparée à celle de l'absorption. Il convient donc de les analyser pour en évaluer l'impact sur l'image.

1.3.1.1 Absorption dans un milieu

La loi de Beer-Lambert est une modélisation de l'absorption de l'onde dans un milieu homogène et isotrope. La transmittance T_{abs} , égale au rapport de la puissance P après traversée de l'objet sur la puissance P_0 avant traversée, est fonction du coefficient d'absorption α , et de l'épaisseur d du matériau traversé. Elle

est donnée par :

$$T_{abs} = \frac{P}{P_0} = e^{-\alpha d} \quad (1.5)$$

Le coefficient d'absorption est défini comme l'inverse de l'épaisseur à partir de laquelle, la puissance du rayonnement qui traverse l'objet est divisée par le nombre de Neper $e = 2,72$; ou encore une atténuation de 4,3 dB. Il est évident que le matériau de l'objet à imager doit avoir un coefficient d'absorption assez important pour obtenir un contraste suffisant mais pas trop important pour que la puissance transmise reste supérieure au niveau de bruit du détecteur. De manière générale, le coefficient d'absorption des matériaux solides ou liquides augmente avec la fréquence de rayonnement dans le domaine THz [1]. Typiquement à 1 THz, le coefficient d'absorption d'un polymère comme le Téflon (PTFE ou polytétrafluoroéthylène) est d'environ $0,5 \text{ cm}^{-1}$, cela veut dire 4,3 dB d'atténuation après la traversée d'un objet d'une épaisseur de 2 cm. À 4 THz, l'absorption est 10 fois plus grande et la même atténuation est obtenue au bout de 2 mm. Nous allons considérer un matériau comme transparent lorsque α est inférieur à 2 cm^{-1} .

1.3.1.2 Transmission et réflexion aux interfaces

Lorsqu'une onde arrive sur la surface de l'objet, séparant deux milieux d'indices différents n_1 et n_2 , une partie peut être transmise tandis que l'autre est réfléchi. Les coefficients de transmission t_{12} et de réflexion r_{12} à l'interface entre les deux milieux pour une polarisation transverse électrique (TE) sont fonctions des indices optiques de ces milieux et des angles d'incidence θ_1 et de réfraction θ_2 par rapport à la normale au dioptré (surface séparant les deux milieux). Ils sont donnés par :

$$t_{12} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} ; \quad r = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (1.6)$$

On constate que plus la différence d'indice entre les deux milieux est faible, plus grande est la partie transmise à l'interface. Pour limiter les pertes par réflexion, il est alors important de choisir des matériaux avec un indice proche de celui du milieu dans lequel ils sont entourés, généralement l'air avec $n_{air} \approx 1$.

1.3.1.3 Diffraction et interférences

Lorsque la source de lumière est cohérente, ce qui est le cas de la plupart des sources terahertz, les interférences donnent lieu à une figure de diffraction. Les équations de Maxwell dans l'espace et le temps régissent la propagation des ondes électromagnétiques et, notamment, permettent de simuler des effets de diffraction. Deux méthodes numériques principales permettent de résoudre ces équations. La méthode aux éléments finis (Finite Element Method, FEM) - implémentée dans le logiciel HFSS® de Ansoft par exemple - calcule les composantes du champ électromagnétique dans le domaine fréquentiel. La méthode de calcul de différences finies dans le domaine temporel (Finite Difference Time Domain ou FDTD) - adoptée par le logiciel CST® MicroWaveStudio - permet de résoudre des équations différentielles dépendantes du temps. Pour la FDTD, l'espace est discrétisé et le calcul des champs électriques et magnétiques est réalisé pas à pas dans le temps. Cependant, cette technique plutôt bien adaptée à l'optique guidée, n'est pas du tout adaptée à l'imagerie en champ lointain, où la mémoire requise pour le calcul dans un espace à discrétiser aussi étendu est bien trop élevée.

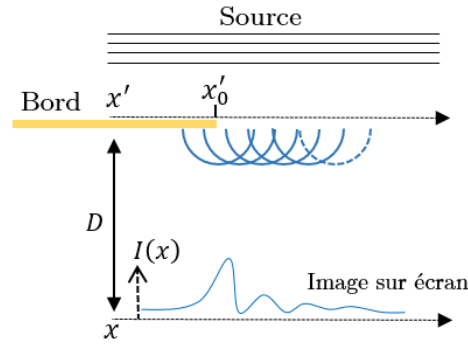


Figure 1-10 : (a) Schéma de la diffraction par le principe de Huygens-Fresnel

La diffraction peut-être aussi modélisée par le principe Huygens-Fresnel dans la théorie de la diffraction scalaire. Ce principe stipule que chaque point x' du front d'onde est lui-même source d'une ondelette sphérique, et que la somme continue sur le front d'onde des contributions de chacune de ces sources est le résultat des interférences au point x sur un écran situé à une distance D . En Figure 1-10 (a) est représenté un schéma de principe à une dimension de la diffraction d'une onde plane monochromatique par un bord.

La figure de diffraction pour une onde plane de longueur d'onde λ par un élément de diffraction de transmission $t(x')$ sur un écran situé à la distance D peut être obtenue par le calcul suivant :

$$I(x) = I_0(x) \frac{1}{D\lambda} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} t(x') \cdot e^{\frac{i\pi(x-x')^2}{D\lambda}} dx' \right|^2 \quad (1.7)$$

Avec :

- $I(x)$, l'intensité de l'onde sur l'écran
- $I_0(x)$, l'intensité de l'onde sans diffraction
- x , l'abscisse au droit du l'écran
- x' , l'abscisse au droit de l'objet diffractant
- D , la distance de l'objet diffractant à l'écran
- λ , la longueur d'onde du rayonnement
- $t(x')$, la transmittance de l'objet diffractant

Cette formule est issue de l'intégrale de Rayleigh-Sommerfeld qui considère l'approximation paraxiale, valable dans le cas où la distance séparant l'élément diffractant de l'écran est considérée comme grande devant la taille des objets diffractant ($x/D \gg 1$). La transmittance est complexe, elle peut contenir un déphasage ou une atténuation de l'onde qui dépend de x' . Dans le cas du bord infiniment absorbant, la transmittance est donnée par :

$$t_{bord}(x') = \begin{cases} 0 & \text{si } x' < x'_0 \\ 1 & \text{si } x' > x'_0 \end{cases} \quad (1.8)$$

Sur la Figure 1-11 (a), on remarque que pour une longueur d'onde de 0,348 mm (0,860 THz) à une distance de 40 mm, la diffraction par un bord d'une onde plane produit une figure composée de franges qui s'étendent sur plusieurs dizaines de millimètres après le bord situé à $x'_0 = 0$ mm.

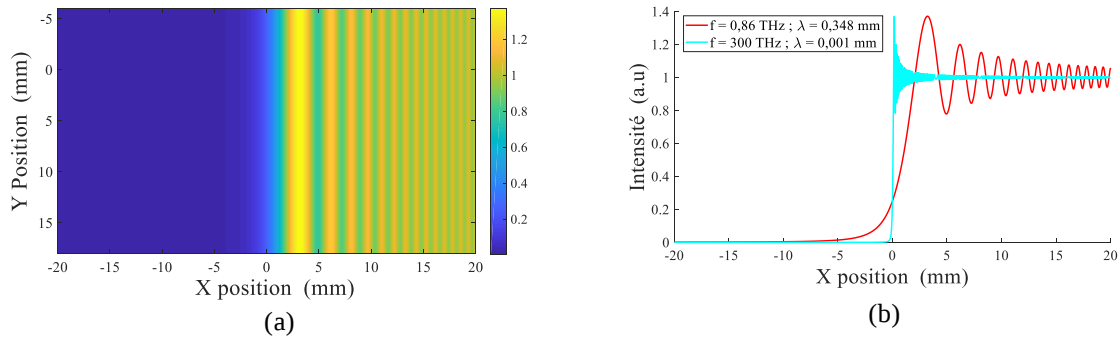


Figure 1-11 : (a) Figure d'interférence calculée après diffraction d'une onde plane de longueur d'onde 0,348 mm (0,860 THz) par un bord métallique situé à la position $x_0' = 0$ mm à la distance $D = 40$ mm de l'écran. (b) Comparaison des figures d'interférences pour deux longueurs d'onde différentes ($\lambda = 348 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1 \mu\text{m}$)

Le même calcul pour une longueur d'onde de $1 \mu\text{m}$ permet de comparer les deux figures d'interférences (Figure 1-11 (b)). On observe que, dans l'infrarouge proche, la figure de diffraction tend à s'approcher de la forme géométrique.

Quelle que soit la fréquence de rayonnement, le calcul de la diffraction permet de déterminer la position du bord. L'intensité normalisée à la position $x = 0$, vaut $\frac{1}{4}$ pour les deux longueurs d'onde. Cependant, une même incertitude sur la mesure de l'intensité dans les deux cas ne donnera pas la même incertitude sur la position du bord. Enfin, plus la longueur d'onde est grande, plus les interférences s'étendent au-delà du bord, typiquement plusieurs millimètres dans le domaine sub-THz.

Un autre effet peut rendre difficile la compréhension d'une image, c'est l'effet Fabry Péroït illustré en Figure 1-9 (b). Les multiples réflexions aux interfaces d'un objet transparent créent d'autres interférences, cette fois-ci longitudinales, et peuvent amener à surestimer la valeur d'absorbance. Enfin, si la géométrie de l'objet et le matériau ne sont pas connus, la superposition des figures d'interférences s'étalant loin des bords peut rendre difficile l'interprétation de l'image terahertz.

1.3.2 Techniques d'imagerie terahertz

Deux techniques principales d'imagerie existent. La première consiste à mesurer la puissance transmise ou réfléchiée d'un faisceau focalisé ponctuellement sur l'objet à imager. L'objet est déplacé pas à pas, par rapport au faisceau pour reconstruire une image bidimensionnelle. L'autre technique, appelée imagerie plein champ, est semblable à la photographie optique. Le plan image, constitué d'une matrice de capteurs sensibles au rayonnement terahertz, permet d'obtenir une image bidimensionnelle de l'objet en temps réel sans déplacement mécanique. Nous allons voir que, pour les deux techniques, la résolution de l'image est limitée par la diffraction.

1.3.2.1 Résolution d'un système d'imagerie terahertz

La résolution spatiale d'un système d'imagerie est une évaluation de la taille minimale de l'objet qu'il est possible de distinguer dans une image. On distingue deux types de résolution, la résolution optique et la résolution numérique. La résolution optique est liée au pouvoir de focalisation d'un faisceau optique. La résolution numérique correspond à la densité de pixels contenue dans l'image.

Quelle que soit la longueur d'onde, tout système d'imagerie en champ lointain est limité par le phénomène de diffraction. Lorsqu'un système d'imagerie en champ lointain est dit à la limite de diffraction, seules des techniques de super-résolution ou de traitement d'image peuvent permettre d'améliorer la résolution. La fonction d'étalement du point (Point Spread Function ou PSF en anglais), ou réponse impulsionnelle spatiale, est une fonction mathématique qui décrit la réponse d'un système d'imagerie à une source ponctuelle. Un système optique et ses différents éléments présentent des défauts qui ont pour effet, pour un objet ponctuel, un « étalement » du point lumineux sur l'image. Pour un système optique sans aberration, seule la diffraction intervient et l'image formée est une tâche d'Airy pour une ouverture circulaire. Cette tâche d'Airy présente la forme d'une fonction de Bessel au premier ordre élevée au carré. Elle est composée d'une zone centrale de forte intensité et est entourée d'anneaux concentriques, séparés par des minima. La distance r entre le centre de la tâche et le premier minimum d'un faisceau de longueur d'onde λ focalisé par une lentille de focale f et de diamètre D est donnée par :

$$r \sim 1,22 \frac{\lambda f}{D} \quad (1.9)$$

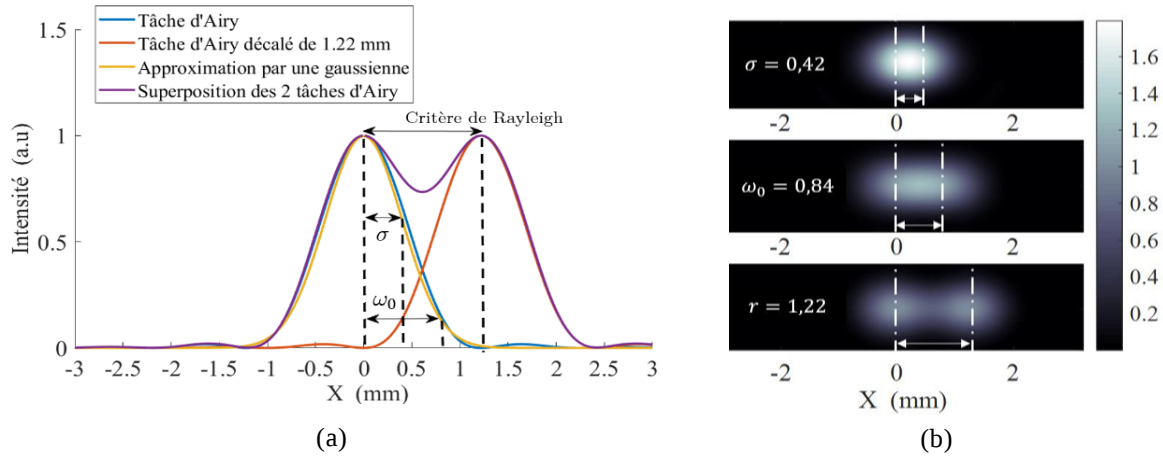


Figure 1-12 : (a) Coupe à une dimension du profil d'intensité d'une tâche d'Airy produite par l'image d'une source ponctuelle de longueur d'onde 1 mm (300GHz) dans un système d'imagerie d'ouverture $N = 1$, et approximation par une Gaussienne. (b) Superposition incohérente de deux tâches d'Airy décalées de trois distances différentes, l'écart type σ , le rayon du faisceau gaussien ω_0 et le critère de Rayleigh

Plus généralement, le paramètre $N = f/D$ est une mesure du pouvoir de focalisation, autrement appelé ouverture pour un objectif d'appareil photo. On peut noter f/N , l'ouverture de l'objectif. Un critère de mesure de la résolution est le critère de Rayleigh, qui est égal au rayon de la tâche d'Airy. Sur la Figure 1-12 (a), nous présentons les résultats du calcul numérique du profil d'une tâche d'Airy lorsque qu'un point source de longueur d'onde 1 mm (300 GHz) est imagé par un système $f/1$. La somme incohérente des deux profils distants du critère de Rayleigh (1,22 mm dans ce cas) montre qu'il est possible de distinguer ces deux profils (Figure 1-12 (b)). Toujours sur la Figure 1-12 (a), nous présentons un ajustement du profil à une dimension par une gaussienne de la forme :

$$I_{Gauss}(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (1.10)$$

Il est important de souligner que la taille d'un faisceau gaussien est une mesure qui dépend d'un critère

empirique. L'écart type σ de la loi normale peut être utilisé comme mesure du rayon du faisceau gaussien. Le logiciel de simulation optique ZemaxOpticStudio® considère le rayon d'un faisceau gaussien ω comme la distance au centre pour lequel l'intensité est multipliée par e^{-2} [86]. Lorsque le faisceau est focalisé, on note son rayon ω_0 . Une image de la superposition incohérente des tâches d'Airy pour les trois critères est présentée en Figure 1-12 (b). Le profil 2D d'intensité d'un faisceau Gaussien focalisé de direction de propagation z est donné par :

$$I_z(x, y) = I_0 \left(\frac{\omega_0}{\omega(z)} \right)^2 e^{-\frac{2(x^2+y^2)}{\omega^2(z)}} ; \quad \omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2} \quad (1.11)$$

z_R est ce que l'on appelle la portée de Rayleigh ; c'est un paramètre homogène à une longueur qui permet de rendre compte de la profondeur de champ du système optique. En effet, lorsque l'objet se trouve en dehors du plan de focalisation, la taille du faisceau est plus grande et la résolution de son image s'en trouve dégradée. C'est le cas lorsque l'on fait l'image d'un objet où des parties de cet objet se trouve en dehors du plan de focalisation. La portée de Rayleigh est définie selon l'axe optique comme la distance au plan focal où la largeur du faisceau ω est égale à $\omega_0\sqrt{2}$ avec :

$$z_R = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \quad (1.12)$$

Des mesures expérimentales [87] [88] permettent de valider la relation existante entre ω_0 et le rayon de la tâche d'Airy r dans le domaine terahertz. On considèrera la taille du faisceau gaussien ω_0 comme :

$$\omega_0 = 2\sigma \sim 0,84 \lambda N \quad (1.13)$$

Enfin, la quantité d'information qu'un système d'imagerie numérique peut enregistrer n'étant pas infinie, il est nécessaire de discrétiser l'image en pixels. Or, contrairement aux simulations précédentes, la densité de pixels optimale pour l'obtention d'une image de qualité est fonction de la résolution optique et donc de la fréquence de rayonnement [89]. On considère que le pas entre deux pixels doit être inférieur au rayon r de la tâche d'Airy ; un pas plus grand entraînerait une perte d'information.

1.3.2.2 Imagerie point par point

Un montage typique d'imagerie point par point en transmission est présenté en Figure 1-13. Il est constitué d'une source terahertz, d'un jeu de lentilles (ou de miroirs) pour focaliser le faisceau en un point de l'objet, suivi d'un second jeu de lentilles pour refocaliser le faisceau sur le détecteur.

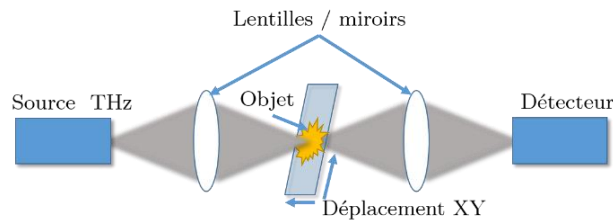


Figure 1-13 : Technique classique d'imagerie point par point en transmission contenant une source, des optiques, un détecteur et deux platines de translation pour déplacer l'objet par rapport au faisceau

L'image est obtenue en mesurant la transmittance par l'objet au point de focalisation à différentes positions de cet objet. La source est généralement modulée en amplitude, soit électroniquement sur

l'alimentation de la source, soit par un hachage mécanique avec une roue à ailette. La démodulation par un amplificateur à détection synchrone permet d'augmenter le rapport signal sur bruit et ainsi améliorer la dynamique de contraste des images.

L'imagerie en transmission consiste à mesurer les pertes de rayonnement par absorption après traversée de l'objet. Plus l'objet est absorbant et épais, plus le signal transmis sera atténué. L'information de réflexion à l'interface air-objet est perdue.

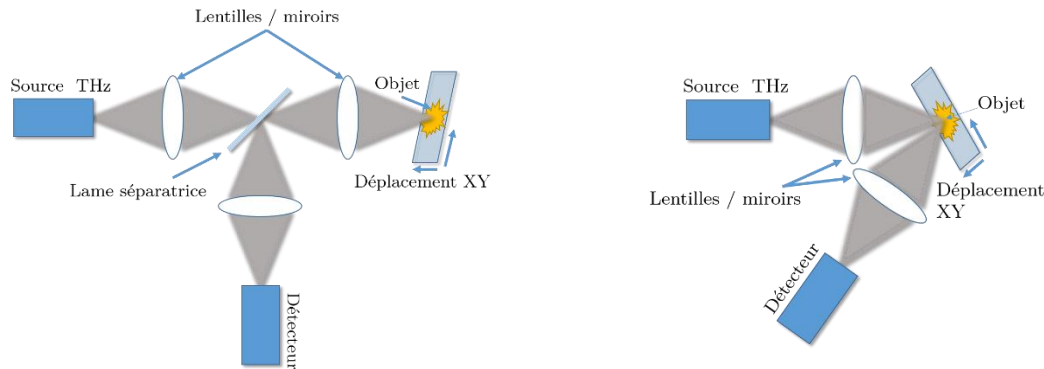


Figure 1-14 : Technique d'imagerie en réflexion (a) indirecte en incidence normale avec une lame séparatrice (b) directe en incidence non normale à l'objet

Il est possible d'imager avec une lame séparatrice pour récupérer une partie de l'information de réflexion par l'objet (Figure 1-14(a)). Une autre possibilité consiste à éclairer sous incidence non nulle (Figure 1-14(b)), mais alors des aberrations sur l'image peuvent apparaître, notamment dans la profondeur de l'objet. Cette technique, contrairement à la première, présente l'avantage de garder toute la puissance de la source disponible.

1.3.2.3 Imagerie plein champ

Pour obtenir une image avec la technique d'imagerie plein champ, la source est cette fois-ci étendue pour éclairer l'objet en entier. Nous verrons par la suite que la maîtrise d'un éclairage uniforme est très importante pour la qualité des images. L'objet est imagé en champ lointain grâce à un objectif adapté au THz ou grâce à des miroirs paraboliques. Comme en microscopie ou en photographie, l'objectif permet d'imager le plan objet - où se trouve en théorie une infinité de sources secondaires - sur un plan image constitué du capteur matriciel. D'un point de vue mécanique, l'objet n'est pas déplacé et l'image est obtenue en une seule acquisition. D'un point de vue optique, un tel système revient à multiplier les imageurs point par point en plusieurs positions du couple plan objet/plan image.

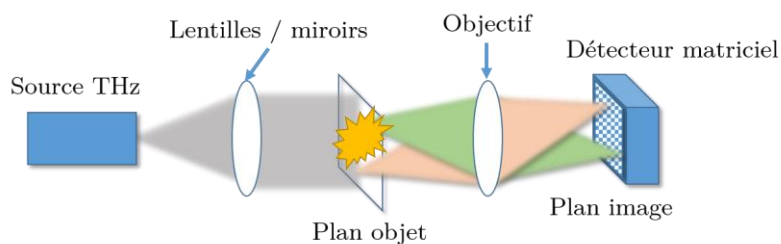


Figure 1-15 : Schéma de principe d'un système d'imagerie plein champ en transmission

Cependant, l'éclairage dans cette configuration n'est pas du tout optimal puisque le plan objet n'est pas

le seul à être imagé ; le point source de l'émetteur principal situé en amont sera lui aussi imagé ; cela donnera lieu à un éclairage non uniforme [19].

L'avantage certain de l'imagerie plein champ par rapport au scanner point par point est bien évidemment la vitesse d'acquisition. En effet, le fait de devoir déplacer mécaniquement l'objet par rapport au faisceau focalisé est un facteur limitant pour une acquisition rapide et pratique d'un point de vue expérimental.

	Imagerie point par point		Imagerie plein champ	
Rapport signal sur bruit	Très grand (> 70dB)	++	-	Réduit d'un facteur au moins égal au nombre de pixel du capteur matriciel
Uniformité de l'éclairage	Excellente	++	--	Difficile à obtenir sur une grande surface
Résolution optique	Fixe et jusqu'à la limite de diffraction	+	++	Liée à la conception de l'objectif Potentiellement variable (ouverture f/N d'un objectif)
Profondeur de champ		+	++	
Résolution numérique	La plus grande qu'il est souhaité	++	-	Limitée par la taille des capteurs
Aberration géométrique	Aucune	++	-	Sphérique, Distorsion, Coma...
Compacité	Médiocre	--	++	Potentiellement très forte
Poids	Important (> 20 kg)	-	+	Pour une utilisation industrielle < 10 kg
Temps d'acquisition	Plusieurs heures	--	++	Cadence vidéo

Tableau 1-1 : Avantages et inconvénients entre imagerie point par point et imagerie plein champ à l'état de l'art

Un des facteurs limitant pour une imagerie rapide est celui de la puissance de l'émetteur nécessaire pour éclairer une grande zone de l'objet. Pour obtenir une image plus rapidement avec le même RSB, il faut une source plus puissante et/ou des détecteurs plus sensibles. Alors que le RSB d'un imageur ponctuel peut atteindre plus de 70 dB, le même imageur contenant $N \times N$ pixels, est réduit d'un facteur N^2 . Par exemple, pour un carré de 100×100 pixels, le RSB est diminué de 40 dB. Enfin, la taille des pixels et la distance entre eux est un paramètre très important pour l'imagerie. En effet la résolution optique n'est pas la même à 300 GHz qu'à 3 THz par exemple, elle doit correspondre à la résolution numérique.

De plus, l'utilisation d'un objectif peut dégrader la qualité des images notamment à cause des aberrations géométriques [66]. Dans le Tableau 1-1 sont comparés les avantages et inconvénients sur plusieurs critères clés que peuvent présenter l'imagerie point par point et l'imagerie plein champ.

Enfin, il existe une différence fondamentale qui concerne la diffraction et la production d'interférences entre les deux techniques d'imagerie. En imagerie point par point, les interférences produites par une ouverture au plan objet – décrites dans le chapitre 1.3.1.3 - ne sont pas imagées. Seule la somme cohérente des rayons ayant pris des chemins différents jusqu'au détecteur monopoint peut donner une valeur d'absorbance non représentative du matériau traversé pour un pixel sur l'image (effet Fabry-Pérot). Dans le cas de l'imagerie plein champ, les rayons arrivant sur un même détecteur peuvent provenir des multiples

sources secondaires de l'objet et interférer entre eux, menant ainsi à la création de ces franges d'interférences.

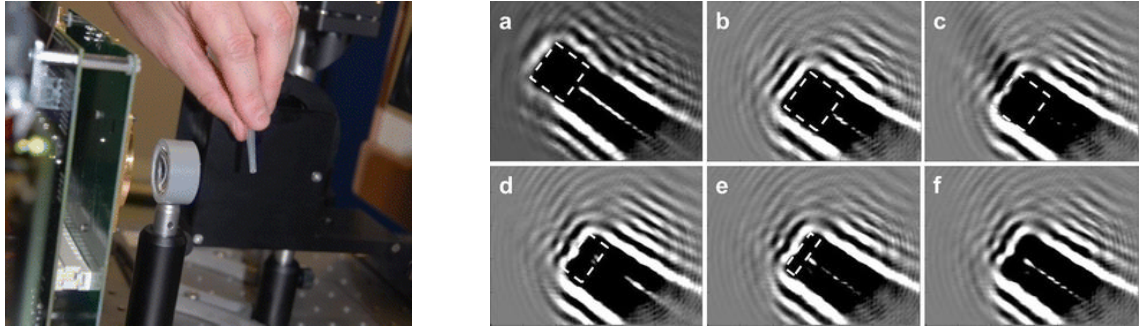


Figure 1-16 : Imagerie active en temps réel d'une pipette avec une source laser émettant 20mW à 2,5 THz et un capteur matriciel de 320 * 240 microbolomètres, (à gauche) la photo du dispositif expérimental d'imagerie contenant un objectif de lentille, (à droite) les images obtenues à cadence vidéo de la pipette se vidant de son eau.

Ces facteurs rendent l'image plein champ de l'objet, parasitée d'artefacts. Dans la Figure 1-16 prise dans la référence [90], l'image plein champ à 2,5 THz montre clairement l'apparition des franges d'interférences obtenues par la diffraction du faisceau THz par la pipette. Aussi, apparaît d'autres franges, celles-ci sont de forme circulaire et sont dues à la diffraction par un objectif constitué de lentilles.

Il est possible de distinguer la présence de l'absence d'eau sur l'image à mesure que celle-ci s'écoule dans la pipette ; le trait blanc dans l'axe de la pipette est synonyme d'absence d'eau. Bien qu'il soit possible de reconnaître la forme de la pipette ou la présence d'eau liquide par absorption, l'image obtenue montre des effets non désirables qui nuisent à une bonne interprétation. Cette difficulté devient très pénalisante lorsque l'on cherche à reconstruire l'objet en 3D. En effet, la méthode de reconstruction 3D repose sur l'obtention d'une série d'images 2D qui, avec ce genre d'artefact ne peut aboutir à une reconstruction de qualité.

1.3.3 Traitements d'image et reconstruction tomographique terahertz 3D

Plusieurs études ont démontré la possibilité d'obtenir une représentation 3D grâce à l'imagerie terahertz point par point. Une revue des nombreuses techniques de tomographie terahertz est donnée dans [31]. Parmi ces techniques, celle utilisant l'information d'absorbance et la transformée de Radon est très bien adaptée à l'imagerie plein champ. D'autres techniques utilisant des scanners modulés en fréquence (FMCW) [34] ou bien des systèmes TDS peuvent être utilisées pour obtenir directement des informations sur la 3^{ème} dimension dans l'objet [6]. Cependant, ces techniques sont peu adaptées à un système d'imagerie rapide et compact.

La tomographie par transformée de Radon apparaît pour la première fois avec Johann Radon en 1919. Elle consiste à sommer une fonction 2D $f(x, y)$ d'un objet pour obtenir plusieurs profils 1D à différents angles de vues.

$$R_{\theta}(\rho) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \delta(\rho - x \cos \theta - y \sin \theta) dx dy \quad (1.14)$$

La Figure 1-17 (a), de la revue des techniques de tomographie [31], illustre le principe de la transformée de Radon. Les profils $R_{\theta}(\rho)$ sont des projections de l'objet et l'association de ces profils est appelée un sinogramme. C'est l'inverse de la transformée de Radon qui permet de reconstruire la fonction $f(x, y)$ à partir du sinogramme. Ce calcul, répété sur plusieurs sinogrammes le long de l'axe de rotation z , normal aux axes x et y , fournit une représentation en 3D de l'objet.

Dans le domaine terahertz, la fonction 2D à retrouver est celle de l'absorbance de l'objet, imagé en transmission. Une linéarisation de la loi de Beer-Lambert est nécessaire pour tenir compte du caractère exponentiel de l'absorption en fonction de l'épaisseur traversée (Eq (1.5)).

En pratique, le sinogramme $S(\rho, z, \theta)$ 3D obtenu est composé de projections 2D de l'objet $S(\rho, z)$ obtenues par imagerie en transmission à différents angles de vue de 0 à 180° (ou de 0 à 360°). L'objet est placé sur un moteur en rotation où les angles sont connus avec précision pour chaque projection. La Figure 1-17 (b) est la reconstruction par transformée de Radon inverse obtenue à partir d'une seule projection, on constate qu'il est nécessaire d'obtenir plusieurs projections pour connaître toutes les informations de forme et reconstruire l'objet, une seule ne suffit pas.

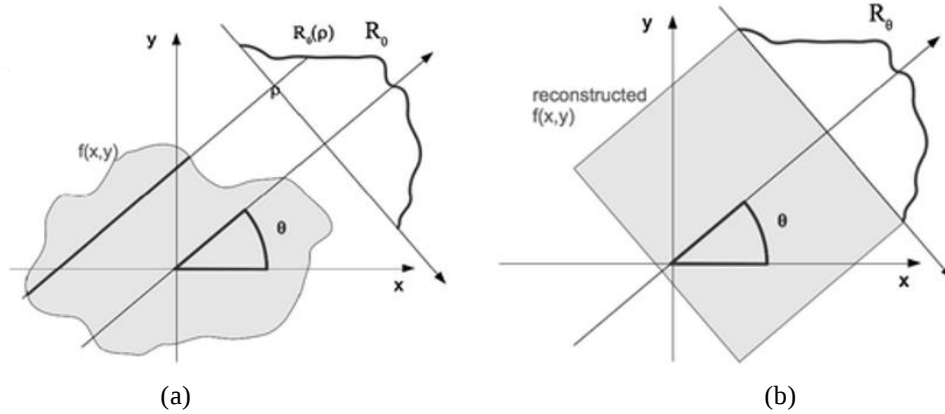


Figure 1-17 : (a) La projection 1D de l'objet est définie par un angle θ et une position ρ et est obtenue par la somme de la fonction $f(x,y)$ (b) La reconstruction 3D nécessite plusieurs projections, une seule n'est pas suffisante pour retrouver la forme de l'objet.

Du fait de la discrétisation du sinogramme obtenu, la reconstruction doit passer par des méthodes de calculs numériques. La méthode BFP (Back Filtered Projection) est la plus répandue et est directe. En Figure 1-18 (b), nous avons simulé le sinogramme sur 180° un objet carré (a) de dimension $10*10\text{mm}^2$ et d'absorption $0,1 \text{ cm}^{-1}$ dans un espace carré de dimension $20*20\text{mm}^2$ et d'absorption nulle. Dans ce calcul, seule l'absorption est prise en compte.

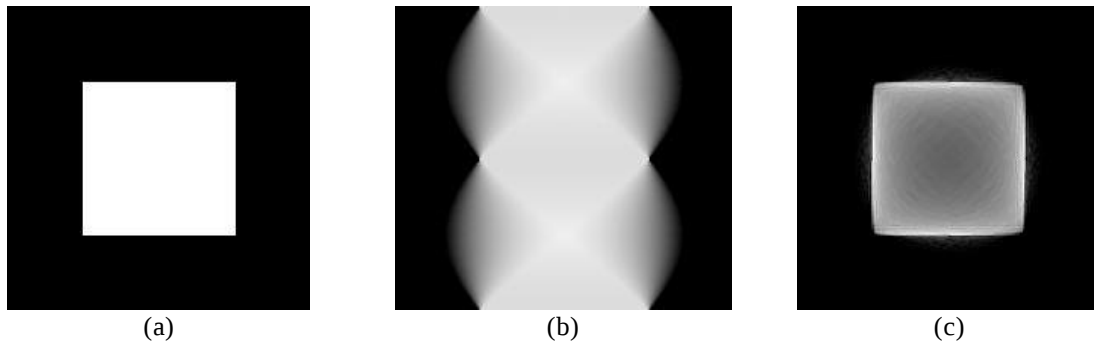


Figure 1-18 : (a) Vue de dessus un objet carré de dimension $10*10\text{mm}^2$ et d'absorption $0,1 \text{ cm}^{-1}$ dans un espace carré de dimension $20*20\text{mm}^2$ et d'absorption nulle (b) Simulation du sinogramme du carré de 0 à 180° par pas de 1° (c) Reconstruction du carré par une BFP à partir des 180 projections

Une reconstruction par BFP en Figure 1-18 (c) permet de retrouver la forme de ce carré. On constate que malgré une fine discrétisation spatiale ($dx = 0,01 \text{ mm}$) et un grand nombre de projections utilisées (180), ce carré n'est pas parfaitement reconstruit. Des algorithmes itératifs tel que (THz-SART) ou (THz ML-

TR) permettent d'obtenir de meilleurs résultats pour la tomographie terahertz même lorsque le nombre de projection est faible (< 36) [91].

De plus, comme présenté précédemment, d'autres phénomènes que l'absorbance entrent en jeu dans l'obtention des projections (réflexion, diffraction, effet Fabry-Pérot). Ces effets, très importants aux bords des objets notamment, sont sources d'erreurs en tomographie terahertz [92][93]. Une correction apportée à l'algorithme ART (*Algebraic Reconstruction Technique*) a permis d'améliorer la reconstruction 3D à condition de connaître à l'avance certaines informations sur la géométrie de l'objet [94]. Enfin, une correction de l'algorithme ML-TR (*Maximum Likelihood for TRansmission*) pour tenir compte du profil gaussien du faisceau terahertz a permis d'obtenir des reconstructions plus représentatives de l'objet [95].

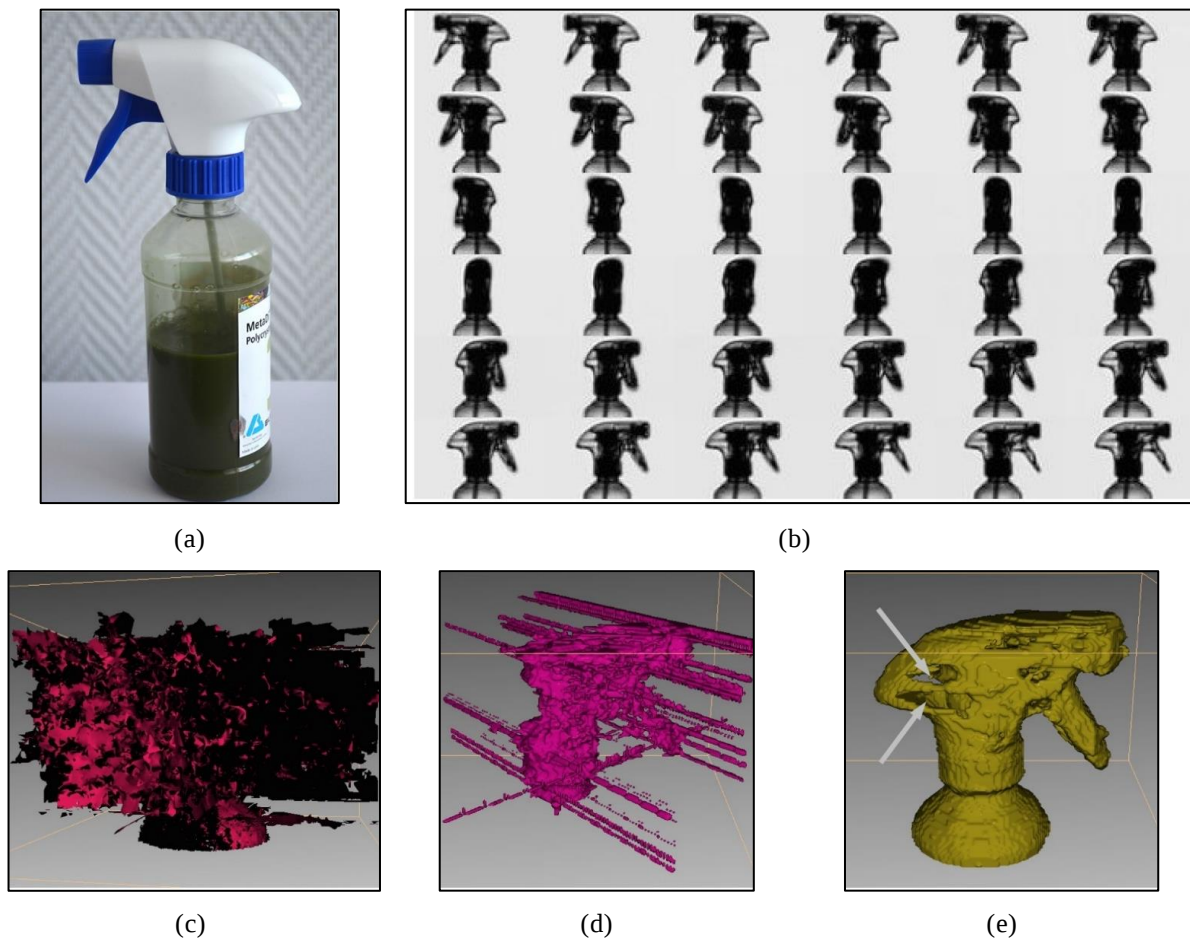


Figure 1-19 : Représentations 3D d'une tête de vaporisateur (a) après reconstruction à partir de 36 projections en (b) obtenues par imagerie point par point à la fréquence de 0,287 THz et utilisant trois algorithmes de reconstruction différents (c) BFP, (d) SART, (e) ML-TR

Le logiciel de traitement d'image et de visualisation 3D Noctylio, développé dans l'équipe de l'IMS, [96] intègre plusieurs méthodes de reconstruction tomographique terahertz à partir d'images obtenues en transmission, ainsi qu'une suite de traitements d'image possibles avant et après reconstruction [97][98] :

- (a) Traitement d'image avant reconstruction :
 - i. Filtrage spatial 2D
 - ii. Détection de contour 2D (Prewitt, Sobel, Laplacien...) [99]
- (b) Reconstruction tomographique THz avec ou sans prise en compte du profil gaussien

- i. Back Filtered Projection (BFP)
- ii. THz - Simultaneous Algebraic Reconstruction Technique (THz-SART) [95] [100]
- iii. THz – Maximum Likelihood for Transmission tomography (THz ML-TR) [91]
- (c) Traitement d'image après reconstruction :
 - i. Détection de contour 3D [101]
 - ii. Segmentation 3D pour la création de région d'intérêt (*Region of Interest* ou ROI)
 - iii. Maillage des régions pour la mesure des dimensions (surface et volume)

En Figure 1-19, des résultats précédents [91] utilisant trois algorithmes de reconstruction tomographique illustrent la capacité d'obtenir une représentation en 3D d'une tête de vaporisateur (a) avec un rayonnement terahertz. Les reconstructions (c) (d) (e) ont été calculées à partir de 36 projections obtenues par imagerie point par point à 0,287 THz (b), nécessitant plusieurs heures d'acquisition.

Enfin, puisqu'il faut beaucoup de temps pour obtenir une projection et qu'il est nécessaire d'obtenir un grand nombre de ces projections pour une tomographie 3D efficace, l'acquisition par imagerie point par point avant reconstruction 3D peut prendre des jours voire des semaines.

1.4 Conclusion

Les résultats de nombreuses études scientifiques, parues dans la dernière décennie, peuvent attester du potentiel applicatif important de la région terahertz. Nous avons présenté principalement deux de ses applications ; la spectroscopie dans le domaine temporel, et l'imagerie active en champ lointain pour le contrôle non destructif (CND) 2D et 3D d'objets opaques à la lumière visible. Depuis 2010, sont commercialisés des spectromètres terahertz de plus en plus compacts et performants, capables de fournir la signature spectrale d'un matériau sur la bande 0,1 – 4 THz en moins d'une seconde. Ces systèmes, robustes, rapides et faciles d'utilisation, ont permis aux expériences de spectroscopie TDS de sortir des laboratoires. Ils sont maintenant devenus un outil indispensable à la recherche terahertz appliquée, que ce soit pour l'extraction des propriétés optiques d'un matériau inconnu, ou la détection d'une substance chimique. Les champs applicatifs sont très nombreux et croissent de jour en jour. En revanche, les imageurs terahertz commercialisés à ce jour peinent à intégrer le cercle des techniques de CND, en raison d'un manque d'interaction entre le monde des laboratoires et le domaine industriel, et du coût élevé des dispositifs.

Ensuite, nous avons présenté deux techniques d'imagerie : une consistant à déplacer l'objet, point par point, dans un faisceau terahertz focalisé pour reconstruire, pixel par pixel, une image en deux dimensions. C'est cette technique qui permet d'obtenir les images les plus fidèles à l'objet. Cependant le temps d'acquisition de plusieurs heures pour une image 2D voire de plusieurs jours pour une image 3D, limite fortement son intérêt pour les applications CND. L'autre technique repose sur l'utilisation d'un objectif et d'un capteur composé de plusieurs détecteurs, qui permet d'imager l'objet, sans déplacement mécanique. Bien que cette dernière technique soit beaucoup plus rapide que l'imagerie point par point, la qualité des images obtenues n'est pas comparable et ceci pour deux raisons principalement.

La première raison concerne la dynamique de contraste ; quelle que soit la technique d'imagerie active, augmenter la vitesse d'acquisition tout en gardant le même RSB nécessite, soit une source de rayonnement plus puissante, soit une meilleure sensibilité de l'imageur. Nous avons pu constater les limites de puissances des émetteurs compacts avec une puissance maximale d'environ 1 mW à 1 THz (fossé THz). Concernant les imageurs fonctionnant à température ambiante, la puissance minimale détectable peut descendre jusqu'à 1

nW et jusqu'à la dizaine de pW selon les principes de détection employés. Avec la technologie des microbolomètres non refroidis, il est possible de fabriquer un capteur constitué de plusieurs dizaines de milliers de pixels, ayant chacun une puissance minimale détectable d'environ 100 pW à 1 THz, et jusqu'à 30 pW à 2,5 THz. Si la dynamique de contraste d'un imageur point par point peut atteindre plus de 70 dB, celle de l'imageur plein champ du CEA-LETI constitué de 76800 pixels (matrice de 320*240) est réduite à environ 20 dB par pixel. L'autre raison concerne la présence d'interférences sur l'image, induites par les différences de chemin optique des rayons et/ou la diffraction des ondes provenant d'une source de nature cohérente. Dans le cas de l'imagerie point par point, les différences de chemins optiques ou la diffraction d'un faisceau focalisé en un point de l'objet n'ont qu'un impact limité sur l'image finale, puisque l'intensité en chaque point de cette image n'est pas mesurée au même moment. Dans le cas de l'imagerie plein champ en revanche, la mesure sur chacun des détecteurs du capteur matriciel peut être perturbée par chacune des multiples sources virtuelles de l'éclairage à priori non uniforme. De plus, le phénomène de diffraction d'un faisceau dont la longueur d'onde est du même ordre de grandeur que l'objet à imager, peut rendre très difficile l'interprétation de l'image.

Pour illustrer les possibilités d'imager un objet avec un rayonnement terahertz, nous avons présenté des résultats d'imagerie point par point. Malgré les effets de réfractions aux interfaces et les pertes par réflexion, les projections de la tête de vaporisateur à 0,287 THz sur les 36 angles de vue de 0° à 175 ° confirment la possibilité de révéler des détails à l'intérieur d'objets opaques à la lumière. Concernant la reconstruction par tomographie, des algorithmes itératifs, basés sur la transformée de Radon et adaptés au rayonnement terahertz, ont permis d'améliorer le rendu 3D.

Concernant le choix d'une fréquence d'imagerie, plusieurs facteurs sont à prendre en compte. Tout d'abord, un compromis entre une résolution optique suffisante et une absorption limite par l'objet est à considérer. En effet, le critère de Rayleigh qui définit la résolution optique diminue avec la fréquence tandis que le coefficient d'absorption des matériaux polymères augmente. Nous verrons par la suite que le coefficient d'absorption peut rapidement augmenter jusqu'à limiter fortement l'épaisseur maximale de l'objet à traverser pour garder un RSB supérieur à 1. Par ailleurs, les molécules d'eau dans l'atmosphère présentent des bandes d'absorption qui limitent la propagation à certaines fréquences. Enfin, si certains imageurs comme les spectromètres TDS fonctionnent sur une large gamme de fréquence, les sources et les capteurs terahertz sont généralement optimisés pour fonctionner à une fréquence particulière.

Chapitre 2 : Mise en forme du faisceau pour l'imagerie

Dans ce chapitre, les émetteurs et détecteurs utilisés pour l'imagerie plein champ sont présentés puis caractérisés. Les effets optiques de diffraction et d'interférences du système optique pouvant nuire à la bonne de la représentation de l'objet seront mis en évidence. Trois techniques d'homogénéisation de l'éclairage, visant à limiter ces effets, sont proposées. Les résultats de simulations avec le logiciel Zemax permettront de comprendre et de valider les résultats expérimentaux.

2.1 Sources et détecteurs terahertz à l'IMS et au CEA Tech

Toutes les sources présentées ici pour l'imagerie émettent dans l'espace libre, un rayonnement terahertz, monochromatique, polarisé linéairement et avec un profil radial considéré comme gaussien. Les détecteurs utilisés sont composés de matrices compactes de capteurs non refroidis.

2.1.1 Sources terahertz monofréquences pour l'imagerie

Dans le cadre du projet 3R3D, la plateforme ISO (Intégration des Systèmes Optoélectronique) du CEA Tech s'est dotée de deux types sources émettant dans la gamme terahertz ; une source électronique composée d'un synthétiseur basse fréquence avec des étages de multiplication, et d'un laser à cascade quantique à 2,5 THz refroidi en circuit fermé à 44 K. Le synthétiseur est un générateur de signaux APSING20 couvrant la gamme de fréquence de 100 kHz à 20 GHz. Associée à la chaîne de multiplicateur de fréquence (x72) AMC 320 de la marque Virginia Diodes, cette source peut fournir une puissance d'environ 0,7 mW sur la gamme 0,835 – 0,875 THz [102]. La source à 2,5 THz est le laser commercial compact TeraCascade 1000 (TC 1000) vendu par la société Lytid, d'une puissance maximale de 3 mW [103]. Le refroidissement du laser est réalisé à l'aide d'un moteur Stirling cryogénique préalablement mis sous un vide primaire. La plate-forme THz de l'IMS s'est, quant à elle dotée, d'une source QCL compacte à 3,78 THz. Les caractéristiques de ce QCL commercialisé, là encore, par la société Lytid sont celles du TC100 émettant environ 100 μ W [104]. Le refroidissement est assuré par un remplissage quotidien d'azote liquide à 77 K dans un Dewar.

En Figure 2-1, une photo de chaque source est présentée :

- (a) Étages de multiplicateurs de fréquence (*72) avec leurs amplificateurs associés (0,835 – 0,875 THz) émettant environ 0,7 mW de puissance maximale
- (b) Source QCL TC 1000 à 2,5 THz avec 3 mW de puissance maximale
- (c) Source QCL TC 100 à 3,78 THz avec 0,1 mW de puissance maximale

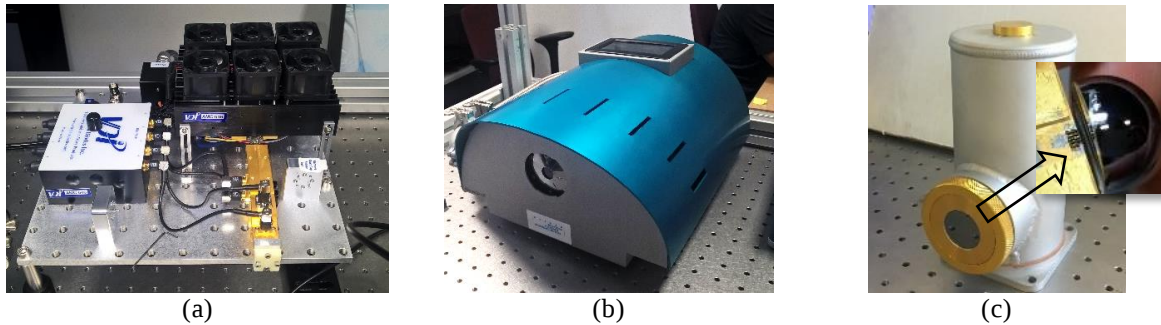


Figure 2-1 : Photo des trois sources de rayonnement disponibles pour l'imagerie plein champ (a) Synthétiseur + multiplieurs ($\times 72$) ~ 1 mW entre 0,835 et 0,875 THz (b) QCL 3 mW @ 2,5 THz (c) QCL 0,1 mW @ 3,78 THz.

Les deux lasers QCLs sont alimentés par une tension modulée à haute fréquence (> 10 kHz) pour limiter leur échauffement et avec un rapport cyclique (RC) variable permettant de contrôler la puissance en sortie. Une sur-modulation de la tension par un générateur de fonction peut être utilisée pour synchroniser la détection. En sortie de la puce est accolée une lentille hémisphérique en silicium haute résistivité pour assurer une meilleure adaptation d'impédance entre la puce QCL et le vide, et ainsi mieux contrôler le profil d'émission en espace libre du faisceau THz. Les deux lasers nécessitant un vide secondaire pour le refroidissement cryogénique, une fenêtre en silicium haute résistivité associée à un traitement antireflet en parylène permet d'assurer l'étanchéité ainsi qu'une excellente transparence au rayonnement terahertz.

2.1.2 Imageurs terahertz

Plusieurs détecteurs THz monopoints sont disponibles. Pour augmenter le RSB, ils sont tous associés à un amplificateur à détection synchrone :

- deux capteurs pyroélectriques :
 - Le capteur T-Rad de Spectrum Detector fonctionnant sur la bande 0,1 – 30 THz et sur une gamme de puissance de 50 nW à 20 mW [105]
 - Le capteur QS-THZ commercialisé par Gentec [106] fonctionnant sur la bande 0,1 – 30 THz avec un NEP de moins de 1000 pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$.
- Le capteur pyroélectrique THz 20 de chez SLT (Sensor und Lasertechnik) calibré par l'institut allemand PTB (Physikalisch-Technische Bundesanstalt) pour mesurer la puissance absolue du rayonnement [107].

En vue de réaliser des images plein champ, nous avons opté pour deux cameras TZCAM de la société i2S qui intègrent chacune le capteur matriciel bolométrique du CEA-Leti, ainsi qu'un objectif démontable (Figure 2-2 (a)). L'intégration et l'optimisation du capteur dans un boîtier sous vide statique (0.01 mbar) sont assurées par le CEA en collaboration avec i2S [108]. C'est aussi l'entreprise i2s qui a développé

l'électronique de pilotage de la caméra.



Figure 2-2 : Caméra TZCAM avec objectif dotée du capteur matriciel de 320*240 microbolomètres du CEA LETI

Les deux caméras intègrent des capteurs où différentes formes d'antennes, appelées CC, ont été conçues et réalisées pour deux fréquences optimales différentes 1,7 THz et 2,5 THz. Les pixels bolométriques de ces capteurs présentent une deuxième antenne appelée 'CD' perpendiculaire à CC qui est optimisée pour une absorption à 1,4 THz. Les absorptions spectrales de ces détecteurs ont été simulées numériquement au moyen du logiciel HFSS® (basé sur un calcul par éléments finis) [109]. Des mesures expérimentales ont permis de valider ces absorptions spectrales et quantifier le bruit en sortie de cet imageur matriciel. Il a donc été possible de quantifier les puissances minimales détectables (MDP) sur la bande 1 – 4 THz pour les 2 versions de capteurs (Figure 2-3).

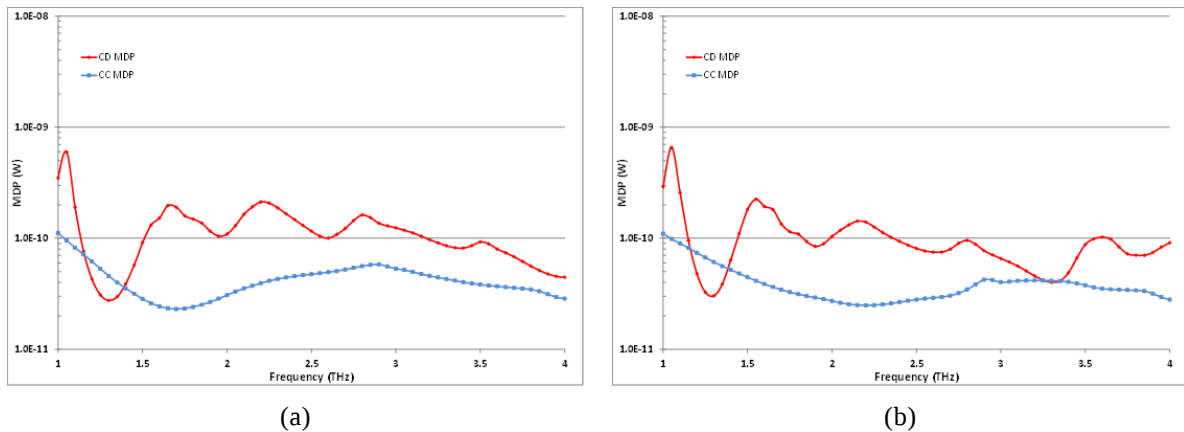


Figure 2-3 : Puissance minimale détectable (MDP) des deux capteurs matriciels TZCAM sur la bande de fréquence 1 – 4 THz par couplage direct et couplage indirect (simulations) (a) Bolomètre optimisé à 1,7THz (b) Bolomètre optimisé à 2,5 THz

La MDP de la polarisation CC à 2,5 THz est inférieure à 30 pW pour le capteur optimisé à cette fréquence et d'environ 35 pW à 3,78 THz pour les deux conceptions. Bien qu'optimisés pour la gamme THz, les bolomètres détectent une partie du flux infrarouge. En effet une partie de ce rayonnement émis par l'environnement (source électronique qui chauffe, corps humain, ...) peut être absorbée par le capteur et introduire une composante parasite dans l'image terahertz. Pour remédier à ce problème, une image de la scène est acquise sans la source THz active du système et est utilisée comme référence. Le logiciel d'acquisition intègre une fonction permettant de moduler le nombre d'images à prendre comme référence ainsi que le nombre d'images à afficher et enregistrer. Une moyenne des images de référence est soustraite de l'image acquise avec la source pour supprimer l'apport de ce fond infrarouge. Aussi, l'environnement n'étant pas figé (déplacement de l'opérateur par exemple) il est important de réaliser cette soustraction le

plus souvent possible.

Avec une cadence d'acquisition de 25 Hz, la caméra fournit une image toutes les 40 ms. Le temps de réponse étant d'environ 30 ms, cela permet à la thermistance d'atteindre une température proche de sa valeur asymptotique. La mesure de courant des pixels bolométriques est effectuée par le circuit de lecture par ligne successive dans des amplificateurs trans-impédance situés en pied de colonne (Capacitance Trans-Impedance Amplifier ou CTIA). Le temps d'intégration du courant est typiquement de 125 μ s par pixel. Le courant analogique des pixels est converti par la carte d'acquisition en données numériques codées sur 16 bits (0 à 65535). Le niveau de bruit est réglé pour assurer une dynamique d'environ 3 digits (0 à 2).

En ce qui concerne l'objectif, celui-ci a été conçu par la société i2S avec un cahier des charges spécifique au capteur. Il est constitué de lentilles en silicium haute résistivité (Si-HRFZ) avec une couche antireflet optimisée pour la fréquence centrale de 2,5 THz. Avec un grandissement de $\frac{1}{4}$, une ouverture de $f/0,8$ et une distance de travail fixe d'environ 200 mm, il a été conçu avec le logiciel Zemax Optic Studio pour limiter les aberrations géométriques sphériques, de distorsion ou encore de courbure de champ. La conception d'un tel objectif utilisé pour imager avec des sources cohérentes comme les lasers ou les synthétiseurs électroniques ne tient pas compte des interférences qui peuvent dégrader l'image terahertz. Cependant, Zemax intègre plusieurs outils de simulation de la figure de diffraction obtenue par une source cohérente.

2.2 Simulation optique sur Zemax en régime THz

Le logiciel Zemax est un outil de tracé de rayon utilisé pour la modélisation optique, l'optimisation, le design et le tolérancement des éléments optiques. Que ce soit pour l'astronomie, la photographie ou encore la microscopie, le logiciel peut, grâce à des algorithmes itératifs, calculer et réduire au maximum et de façon automatique, les aberrations géométriques des systèmes d'imagerie.

2.2.1 Optique géométrique

Le terme aberration géométrique est utilisé en conception optique comme la différence entre un front d'onde sphérique convergent au plan image et le front d'onde réel obtenu par l'objectif ou le système d'imagerie (Figure 2-). Le front d'onde noté W est généralement donné en nombre d'onde. Un front d'onde plan est alors dépourvu d'aberration car, dans ce cas, tous les rayons qui partent d'un point M du plan objet se retrouvent au point M' au plan image. Les aberrations optiques sont à l'origine d'une image floue et/ou qui présente une distorsion.

Pour évaluer les aberrations du front d'onde au plan image $W(x, y)$ en chacun des points sources au plan objet, le logiciel calcule le chemin optique d'une multitude de rayons dans le cône de divergence de la source jusqu'au plan image de l'objectif. Les différences de chemin optique peuvent être minimisées en définissant ce que l'on appelle, dans Zemax, une fonction de mérite. En choisissant judicieusement certains paramètres de la conception optique comme variables, tels que, les distances séparant les optiques, les rayons de courbure, les épaisseurs ou encore les matériaux utilisés pour ces optiques, le minimum de la figure de mérite correspond à la conception optimale. Une description des aberrations géométriques dont Zemax tient compte pour optimiser le système d'imagerie est donnée dans [86]

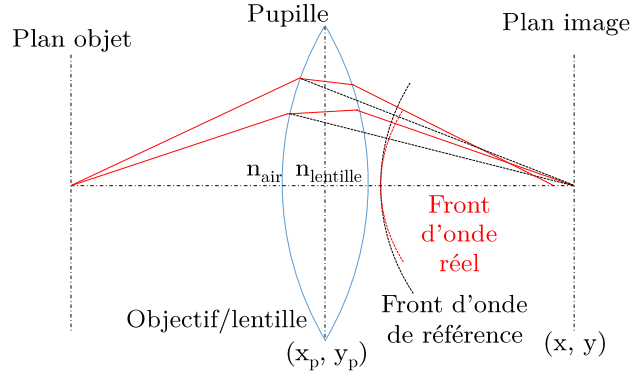


Figure 2-4 : Illustration d'une aberration géométrique par la différence de marche entre les rayons issus d'un front d'onde sphérique de référence et ceux issus du système d'imagerie réel

Avec Zemax, les calculs sont réalisés soit, surface après surface sans tenir compte des multiples réflexions éventuelles aux interfaces ; c'est le mode séquentiel, soit en mode non-séquentiel où les optiques sont considérées comme des solides et où les multiples réflexion/transmission peuvent être prises en compte.

Le modèle du tracé de rayon ne tient pas compte du caractère ondulatoire de la lumière et de ce fait ne peut rendre compte des interférences rencontrées en imagerie THz plein champ. L'objectif de la caméra TZCAM a été conçu avec cet outil d'optimisation en considérant un plan objet éclairé uniformément et avec des sources terahertz non cohérentes. Or, premièrement, dans les expériences d'imagerie THz active en champ lointain, s'il est possible de multiplier les détecteurs au plan image, il n'est pas possible de multiplier les sources au plan objet, principalement pour des raisons d'encombrement et de coût. Dans notre cas, une seule source divergente, et de profil à priori non uniforme, est utilisée pour éclairer l'objet. Deuxièmement, la relation de phase qu'il existe entre deux points sources de l'objet issus d'une même source cohérente ne peut être prise en compte dans la conception de l'objectif par tracé de rayon.

2.2.2 Fonction d'étalement du point et fonction de transfert de modulation

Zemax intègre plusieurs outils tenant compte des effets de diffraction qui sont dus à la longueur d'onde finie de la lumière. L'ouverture limitée du système d'imagerie agit comme filtre passe bas sur le point source. Même pour un objectif dépourvu d'aberration géométrique, l'image du point source n'est pas un point mais est ce que l'on a appelé une tâche d'Airy dans le chapitre 1. La PSF pour Point Spread Function ou fonction d'étalement du point est la réponse du système d'imagerie à un point source. Elle peut être calculée par l'outil PSF de Zemax basé sur le calcul en 2D de la somme cohérente de Huygens-Fresnel sur la pupille de sortie du système d'imagerie (intégrale de Rayleigh-Sommerfeld) [110]. L'intensité normalisée de la PSF est donnée par :

$$\frac{I}{I_0}(x, y) = \left| \frac{1}{\lambda} \iint t(x_p, y_p) e^{2i\pi W(x_p, y_p)} \cdot \frac{e^{\frac{2i\pi}{\lambda} \left(\sqrt{(x-x_p)^2 + (y-y_p)^2 + D^2} \right)}}{\sqrt{(x-x_p)^2 + (y-y_p)^2 + D^2}} \cos \theta \, dx_p \, dy_p \right|^2 \quad (2.1)$$

Ce calcul tient compte des aberrations $W(x_p, y_p)$ grâce aux polynômes de Zernike [111]. La transmittance au plan de la pupille est donnée par $t(x_p, y_p) e^{2i\pi W(x_p, y_p)}$. θ est l'angle que fait le rayon avec le

plan objet.

En pratique, les intégrales sont remplacées par des sommes discrètes et il est possible de discrétiser la taille de la pupille et celle de l'image obtenue en matrices multiples de 2 ; de 32*32 jusqu'à 16384*16384.

La Figure 2-5 est une comparaison entre une simulation Zemax et l'image obtenue par la caméra d'un point source de distribution gaussienne, de divergence 5° (demi-angle du cône d'ouverture) à 0,864 THz, collimaté puis focalisé par deux lentilles f/2 en Téflon de focale 100 mm et de diamètre 50 mm. Le simple tracé de rayon ne permet pas de rendre compte de la limite de diffraction (b). Si l'on compare l'expérience et la simulation PSF, on obtient le même profil en intensité relative en (c) et (d). Le rayon du faisceau à $1/e^2$ est égal à 0,9 mm, soit environ 2,5 fois la longueur d'onde.

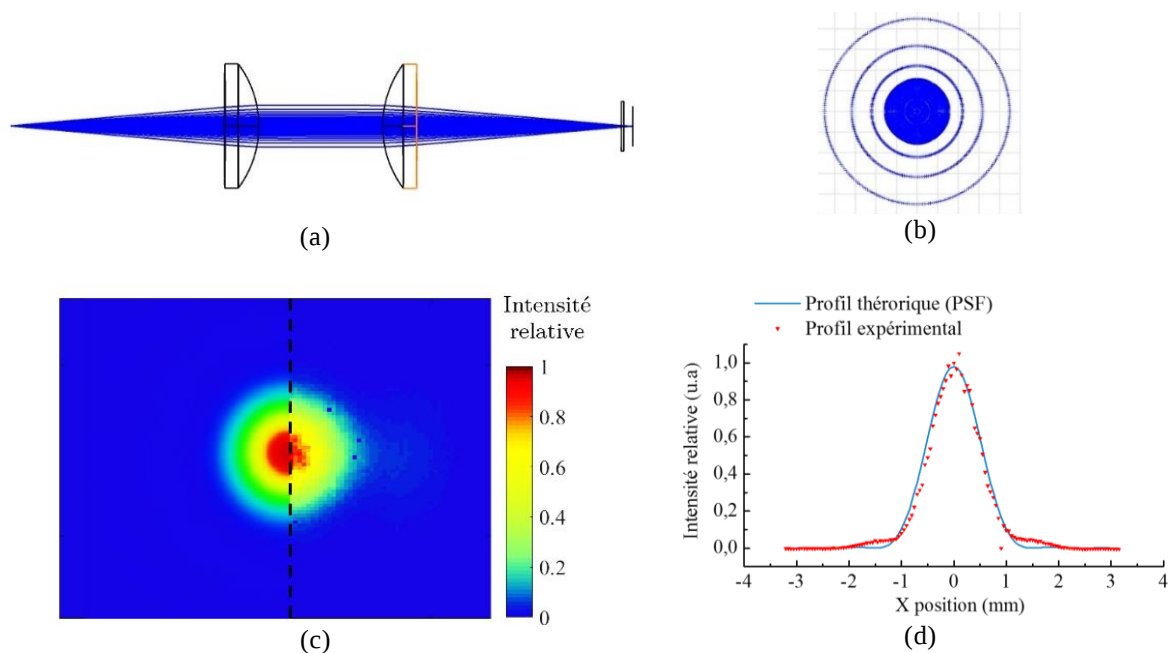


Figure 2-5 : (a) Schéma d'un système optique sur Zemax comportant deux lentilles en Téflon de focale 100mm et de diamètre 50 mm (b) Simulation par tracé de rayon (c) Calcul de la PSF (à gauche) et image avec la caméra (à droite) de la source VDI à 0,864 THz (d) Comparaison des profils d'intensité relative entre expérience et simulation.

Aussi, la taille et la forme de la PSF de l'objectif sont fonctions de la position du point source par rapport à l'axe optique. En effet, si le point source se trouve hors de l'axe optique, la PSF peut s'en trouver dégradée et écartée de l'axe optique sur le plan image de manière non linéaire (distorsion).

Concernant le pouvoir de focalisation du système d'imagerie, le critère de la taille du faisceau peut être corrélé à celui de la fonction de transfert de modulation. L'outil Huygens MTF de Zemax calcule ce critère pour plusieurs points sources au plan objet en tenant compte, là encore, des aberrations et de la diffraction par la pupille de sortie du système d'imagerie. Si l'on considère une source au plan objet de l'objectif dont l'amplitude varie à la fréquence ν , on peut calculer la fonction de transfert de l'objectif en fonction de la fréquence spatiale. La forme de la modulation d'amplitude peut être sinusoïdale ou bien carrée (alternance de lignes d'intensité 1, et blanches d'intensité 0). Le calcul de la MTF à une dimension est basé sur celui de la PSF et est donné dans la référence [112].

$$\text{MTF}(v_y) = \left| \int_{-y_p}^{y_p} \text{PSF}(y) e^{2i\pi v_y y} dy \right| \quad (2.2)$$

La valeur de la MTF est comprise entre 0 et 1, elle est fonction de la fréquence spatiale. Expérimentalement, elle peut être évaluée pour certaines fréquences spatiales à partir du contraste de l'image d'une mire de résolution, telle que la « 1951 USAF resolution test chart », alternant ligne transparente et ligne réfléchissante de différentes épaisseurs.

2.2.3 Physical Optic Propagation (POP)

Cet outil, qui calcule la figure de diffraction, pour toutes les surfaces du système d'imagerie, permet de prendre en compte les effets liés à l'ouverture limitée de l'objet et des optiques. Son utilisation n'est pas simple et il convient de vérifier qu'à chaque surface, la discrétisation est suffisante pour éviter un saut de phase ou *aliasing* [113]. L'algorithme utilise deux méthodes de simulation de la propagation de faisceaux, une qui repose sur la superposition d'ondes planes (*Angular Spectrum Propagation*) et l'autre sur la superposition d'ondes sphérique (*Fresnel Propagation*) [114]. Alors que la première méthode est plutôt adaptée au champ proche, la deuxième fonctionne mieux pour le champ lointain. Cette différence est due à la discrétisation et à l'approximation paraxiale qui est faite pour permettre un calcul par une transformée de Fourier à deux dimensions rapide (2DFFT) sur toutes les surfaces du système optique. La limite entre champ proche et champ lointain est fonction de la distance D , de la longueur d'onde λ mais aussi de la dimension radiale de l'objet diffractant a . Le nombre sans dimension appelé nombre de Fresnel $N_F = \frac{a^2}{\lambda D}$ est utilisé pour choisir entre les deux méthodes. Pour N_F plus petit que 1, la dimension de l'objet diffractant est plus faible que λD , c'est la diffraction de Fraunhofer. Lorsque a^2 est du même ordre de grandeur que λD , c'est la diffraction de Fresnel ($N_F \sim 1$). Pour $N_F > 1$, on est en condition de champ proche. Dans Zemax, l'amplitude complexe du champ est donnée pour le champ proche par :

$$a(x, y, D) = 2\text{DFFT}^{-1} \left\{ e^{\frac{2i\pi D}{\lambda} - i\pi \lambda D (\xi^2 + \eta^2)} 2\text{DFFT}[a(x, y, 0)] \right\} \quad (2.3)$$

Alors que pour le champ lointain, elle est donnée par :

$$a(x, y, D) = \frac{e^{-\frac{2i\pi D}{\lambda}}}{i\lambda D} e^{\frac{i\pi}{\lambda D}(x^2 + y^2)} * 2\text{DFFT} \left[a(x, y, 0) e^{\frac{i\pi}{\lambda D}(x'^2 + y'^2)} \right] (\xi(x), \eta(x), D) \quad (2.4)$$

On peut constater que pour D grand, le terme de phase dans la FFT de l'équation (2.4) varie lentement avec la position des points sur la pupille, nécessitant une discrétisation peu dense sans risquer un saut de phase. A l'inverse, le terme de phase dans la FFT inverse de l'équation (2.3) varie plus rapidement avec D , ce qui convient mieux au champ proche.

L'outil POP de Zemax est donc programmé pour changer de méthode de calcul selon que le plan de l'objet diffractant est proche ou loin du plan où est calculée la figure de diffraction. Dans les deux méthodes de calcul, on considère que la longueur d'onde est très faible comparée à la distance D et à la taille de l'objet diffractant. On considère aussi l'approximation paraxiale, où la divergence des faisceaux reste faible (< 10 deg). Bien qu'en imagerie terahertz, la longueur d'onde est de l'ordre de grandeur de la taille des objets diffractants, nous pouvons évaluer la validité de Zemax à simuler la propagation terahertz. Pour la diffraction

par un bord d'un faisceau de rayon 10 mm à 0,864 GHz, la figure de $16 \times 12 \text{ mm}^2$ à 40 mm du bord est donnée en Figure 2-6. Ce schéma correspond à un nombre de Fresnel 7,2. Ceci qui nous place en condition de champ proche où l'équation (2.3) est utilisée pour calculer la figure de diffraction.

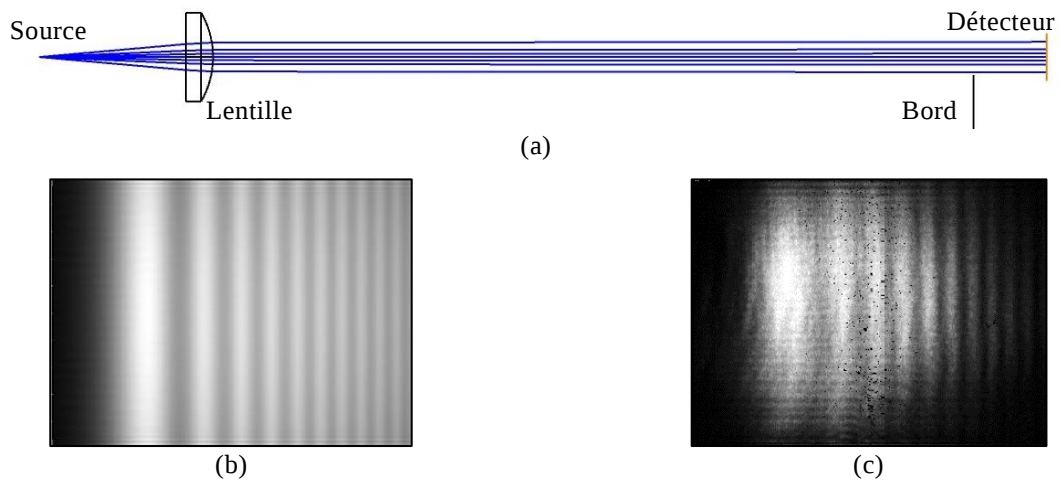


Figure 2-6 : Diffraction par un bord à 40 mm d'un faisceau collimaté à la fréquence de 864 GHz (a) Schéma optique Zemax (b) Simulation avec l'outil POP de Zemax (c) Image avec la source et la caméra

On constate que la diffraction par le bord simulé par Zemax est en adéquation avec l'image expérimentale. La figure de diffraction obtenue par la caméra permet de valider l'utilisation de Zemax pour le champ proche dans le domaine terahertz. À titre d'exemple, le champ lointain à 0,864 THz pour un objet diffractant d'une dimension caractéristique de 10 mm est vérifié pour $D > 288 \text{ mm}$. Les systèmes optiques étant constitués de plusieurs surfaces, Zemax est donc programmé pour discrétiser le champ d'amplitude complexe à partir du calcul du champ de la surface précédente.

Pour pouvoir simuler des systèmes complets, une caractérisation des sources d'éclairage en termes de divergence et de profil de faisceau est primordiale. La divergence sur Zemax peut être définie par le demi-angle du cône du faisceau lorsque l'intensité vaut $1/e^2$ fois l'intensité maximale et c'est ce critère qui sera retenu.

2.3 Imagerie de faisceau avec la caméra TZCAM

La connaissance de la forme du faisceau pour l'éclairage est primordiale en imagerie THz active que ce soit pour l'imagerie point par point ou l'imagerie plein champ. La caméra TZCAM sans son objectif peut être utilisée comme profilomètre pour les faisceaux terahertz en sortie de source. Pour la source VDI et le QCL TC1000 à 2,5 THz, la caméra optimisée pour 2,5 THz est exploitée, et pour la fréquence de 3,78 THz du QCL TC100, nous utiliserons celle à 1,7 THz. Les données obtenues par la caméra TZCAM sont des images codées sur une échelle de contraste de 16 bits.

2.3.1 Mise en évidence de la réponse non uniforme de la caméra

Avec les microbolomètres, il n'est pas nécessaire de moduler la source en amplitude. Cependant, la détection parasite du rayonnement infrarouge ainsi que la non-uniformité de la réponse entre les pixels nécessitent une opération régulière de correction. Contrairement à l'imagerie point par point où la réponse du

détecteur au rayonnement est la même - aux incertitudes près - quel que soit le pixel de l'image, le détecteur matriciel présente une dispersion de réponse d'un pixel à l'autre. En effet, les techniques de fabrication de détecteurs MEMS (*Microelectromechanical systems*) ne peuvent assurer une parfaite homogénéité sur les pixels car les épaisseurs de matériaux déposés et les dimensions mécaniques peuvent légèrement varier. Ces variations dépendent des processus de fabrication en salle blanche et les dimensions sont assurées avec une tolérance finie.

Un moyen de compensation du biais apporté par le fond optique consiste à soustraire l'image obtenue avec la source THz de celle obtenue sans la source. Pour cela, l'émetteur est synchronisé pour s'éteindre lorsque la caméra enregistre une référence. Cependant, cette correction ne permet pas de compenser la non-uniformité en réponse des pixels comme nous l'avons testé expérimentalement.

Un faisceau à 3,78 THz du QCL est focalisé sur une zone du capteur matriciel et la caméra est déplacée sur une matrice carrée de 3*3 pixels, par pas de 50 microns, permettant d'obtenir le même éclairage pour chacun des 9 pixels. Pour éviter l'apport d'un rayonnement extérieur à la source terahertz, tout le banc de mesure est couvert d'un matériau occultant, de la source jusqu'à la caméra. La mesure est répétée en faisant varier la puissance de la source par son rapport cyclique (RC).

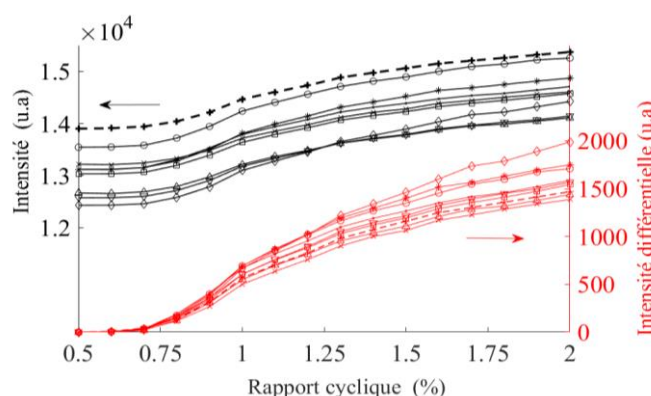


Figure 2-7 : Évolution de la réponse de 9 pixels voisins sur la caméra pour plusieurs rapports cycliques de la source QCL à 3,78 THz

L'augmentation de puissance de la source bien que n'étant pas linéaire avec le RC permet de rendre compte en Figure 2-7 de l'évolution différente de l'intensité mesurée d'un pixel à l'autre. La mise à zéro en rouge montre que cette procédure n'est pas suffisante pour garantir une détection uniforme et que la dispersion peut être très importante.

Une calibration des 76800 pixels, avec une source dont la puissance peut varier linéairement, est donc nécessaire. Des techniques de calibration pour l'imagerie infrarouge - décrites dans [115] - sont couramment appliquées pour compenser cette dispersion en gain des bolomètres. Elle requiert l'acquisition des signaux délivrés par la matrice de pixels bolométriques illuminés par un flux homogène émis par une source corps-noir étendue à 2 températures. Cette méthode n'est pas applicable en THz car aucune source étendue n'existe à ce jour dans cette gamme spectrale.

Pour autant, on peut s'affranchir de cette non-uniformité pour imager un objet en évaluant l'absorbance pixel par pixel. Si l'on considère une réponse linéaire I du capteur situé en (x_i, y_j) par rapport à la puissance de rayonnement P absorbée par ce capteur, alors $I(x_i, y_j) = R_{0ij} + R_{1ij} * P(x_i, y_i)$ et l'on a :

$$Abs(x_i, y_j) = -10 \log_{10} \left(\frac{P(x_i, y_j)}{P_{ref}(x_i, y_j)} \right) = -10 \log_{10} \left(\frac{I(x_i, y_j) - R_{0ij}}{I_{ref}(x_i, y_j) - R_{0ij}} \right) \quad (2.5)$$

Avec :

- $Abs(x_i, y_j)$, l'image d'absorbance (dB)
- $P(x_i, y_j)$, la puissance avec échantillon absorbée par le pixel x_i, y_j (W)
- $P_{ref}(x_i, y_j)$, la puissance sans échantillon absorbée par le pixel x_i, y_j (W)
- $I(x_i, y_j)$, l'image avec échantillon (u.a)
- $I_{ref}(x_i, y_j)$, l'image sans échantillon (u.a)
- R_{0ij} , le biais du détecteur situé en (x_i, y_j)
- R_{1ij} , le coefficient de réponse linéaire du détecteur situé en (x_i, y_j)

Dans ce cas, seul le biais R_{0ij} est nécessaire, le coefficient R_{1ij} se simplifie. Par contre, avec une réponse non linéaire d'ordre $n > 1$ de la forme $I(x_i, y_j) = \sum_{k=0}^n R_{kij} * P(x_i, y_j)^k$, l'imagerie d'absorbance ne permettrait pas de s'affranchir d'une calibration. Dans la suite nous considérerons une réponse linéaire avec la puissance absorbée, pour tous les détecteurs des deux capteurs matriciels et à toutes les fréquences.

2.3.2 Caractérisation et mise en forme du faisceau terahertz

La compacité de la source VDI permet d'imager directement et à une distance proche, le faisceau émis à la sortie du cornet WR-1.0. La puissance de la source est réglée au maximum, c'est-à-dire 0 dBm sur le synthétiseur avant multiplication. Les images différentielles sont obtenues en modulant la source par un signal carré TTL 5V commandé par la caméra. La Figure 2-8 (a) est une photo du montage avec la caméra (à gauche) et la source (à droite). La distance entre la couche de silicium avant les capteurs et le bout du cornet est d'environ 14 ± 1 mm.

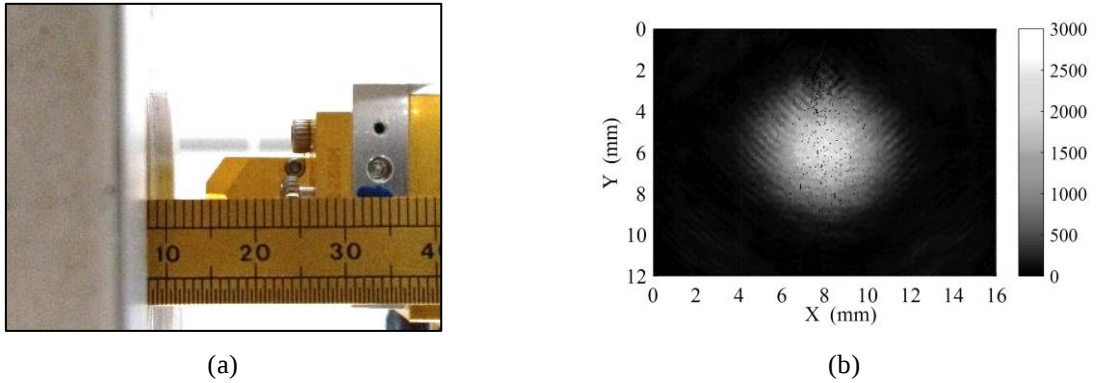


Figure 2-8 : (a) Photo du montage avec source à 0,864 THz et la TZCAM (b) Image du faisceau avec distance cornet/fenêtre silicium de 14 mm

Sur la Figure 2-8 (b), l'intégralité du faisceau en sortie de la source à 0,864 THz est imagée en une seule fois par la caméra. On peut noter la présence de quelques pixels défectueux, entre 100 et 200 pixels parmi les 76800 de la caméra, soit moins de 0,5 %. L'image révèle deux structures distinctes, une tâche, dont le profil est semblable à une gaussienne, ainsi qu'une figure de diffraction avec des interférences de période spatiale d'environ 0,3 mm. Cette figure est due à la diffraction par les bords du capteur et par son boîtier comme on peut le constater dans [116].

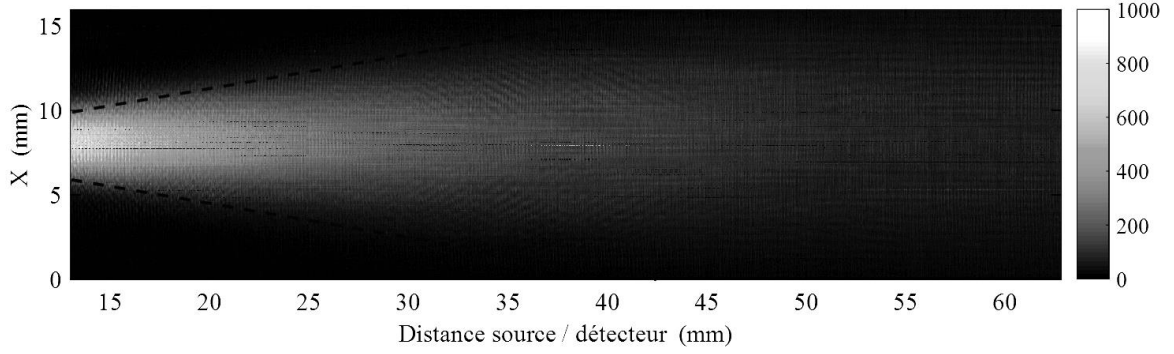


Figure 2-9 : Profil du faisceau x-z à 0,864 THz pour l'évaluation de la divergence

Une interpolation par une gaussienne peut être utilisée pour évaluer la taille du faisceau, et si l'on répète l'expérience en faisant varier la distance entre le cornet et la caméra, on peut obtenir une suite d'images où le faisceau s'étale de plus en plus, permettant de rendre compte de sa divergence. La Figure 2-9 est une coupe selon l'axe X de toutes les images prises en faisant varier la distance entre la source et le détecteur matriciel avec un pas de 0,01 mm.

Si l'on considère un faisceau symétrique de révolution autour de l'axe optique z, l'interpolation à une dimension en tout point z permet d'en déduire une amplitude A et une taille ω du faisceau à partir du profil de la Figure 2-9.

$$I(x, z) = A(z) e^{-\frac{2(x-x_0)^2}{\omega^2(z)}} \quad (2.6)$$

La Figure 2-10 permet d'évaluer une divergence du faisceau de 10 deg par une interpolation linéaire de ω . On peut noter la présence d'oscillations sur l'amplitude calculée (zoom sur la Figure 2-10 (b)).

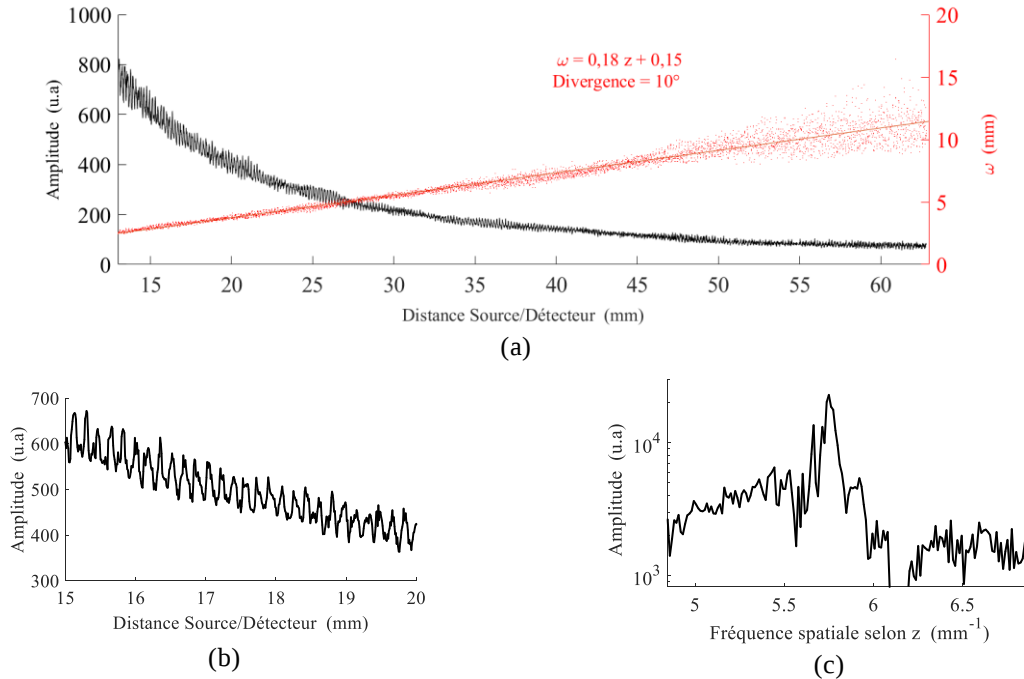


Figure 2-10 : (a) Amplitude et taille du faisceau gaussien en fonction de la distance source / détecteur (b) Zoom sur l'amplitude (c) Module de la transformée de Fourier de l'amplitude

L'amplitude varie de manière sinusoïdale et avec une période spatiale correspondant à la moitié de la longueur d'onde du rayonnement dans $\frac{\lambda_{0,864 < THz}}{2} = 0,174 \text{ mm}$. Cela correspond à un pic d'amplitude à la fréquence spatiale de $5,75 \pm 0,01 \text{ mm}^{-1}$ (Figure 2-10 (c)). Ces oscillations sont dues à la présence d'ondes stationnaires ; les ondes terahertz interfèrent avec une partie des ondes réfléchies en fond de cavité des bolomètres. On considère une onde progressive $E_0 e^{-i(\omega t - \frac{2\pi z}{\lambda})}$ qui interfère avec une onde rétrograde $E_0 e^{-i(\omega t + \frac{2\pi z}{\lambda})} r^{-i\varphi}$. Le coefficient $r e^{-i\varphi}$ tient compte de l'absorption par la membrane du bolomètre, de l'absorption dans la cavité et de la réflexion au fond de la cavité. La somme cohérente de deux ondes progressives, de même longueur d'onde λ et de direction de propagation z et $-z$ fait apparaître une onde stationnaire de longueur d'onde $\lambda/2$; l'intensité optique est proportionnelle à :

$$I(\lambda, z) \propto \left| E_0 e^{-i(\omega t - \frac{2\pi z}{\lambda})} + E_0 r e^{-i(\omega t + \frac{2\pi z}{\lambda} + \varphi)} \right|^2$$

$$I(\lambda, z) \propto \left| E_0 e^{-i(\omega t - \frac{2\pi z}{\lambda})} \right|^2 (1 + r^2) + \left| E_0 e^{-i(\omega t - \frac{2\pi z}{\lambda})} \right|^2 \left(2r \cos\left(\frac{2\pi z}{\lambda} + \varphi\right) \right) \quad (2.7)$$

L'intensité optique peut être décomposée en une somme de deux intensités ; une intensité proportionnelle à $(1 + r^2)$ et une intensité modulée spatialement et de manière sinusoïdale selon l'axe de propagation z avec une période égale à la moitié de la longueur d'onde. Cela explique donc pourquoi l'intensité des pixels sur la caméra, considérée comme proportionnelle à l'intensité optique absorbée par chacun des détecteurs incohérents que constituent les bolomètres, varie de manière sinusoïdale avec z .

On peut constater sur la Figure 2-9 que si l'on veut éclairer tous les pixels du capteur avec cette source électronique, la dynamique de contraste pour chaque pixel est très faible. En effet, à la distance de 45 mm, l'étalement de la puissance sur tous les pixels de la caméra fait chuter rapidement la valeur d'intensité des pixels (< 200) soit un RSB de moins de 20 dB (si l'on considère une valeur du niveau de bruit entre 0 et 2). En considérant que toute la puissance de la source de 0.7 mW est absorbée par la matrice de 320×240 bolomètres dont le MDP est d'environ 100 pW, le RSB moyen est évalué à 20dB.

Des images du faisceau de la source QCL à 2,5 THz ont également été réalisées. C'est une source plus puissante (3mW), à une fréquence de rayonnement où la transparence de la fenêtre silicium du boîtier du capteur est optimisée au moyen d'une couche d'antireflet, et pour laquelle le capteur est plus sensible.

Avec cette source, il n'est pas possible d'imager le faisceau aussi près du point source qu'avec l'émetteur électronique en raison de leur encombrement plus important. De plus, le faisceau en sortie de la source QCL à 2,5 THz est très divergent, il est donc nécessaire de réaliser plusieurs acquisitions pour le visualiser en entier.

Pour cela, la caméra est montée sur une platine X Y et est déplacée en 25 points différents pour imager tout le faisceau à environ 85 mm du point source. La reconstruction de l'image du faisceau en Figure 2-11 montre un profil très différent de celui d'une gaussienne, constituée d'anneaux concentriques. L'origine des anneaux sur l'image du faisceau peut être expliquée en Figure 2-15 par l'effet Fabry-Pérot dans la fenêtre du boîtier du capteur qui est en silicium ($n = 3,42$) et d'épaisseur $d = 1 \text{ mm}$.

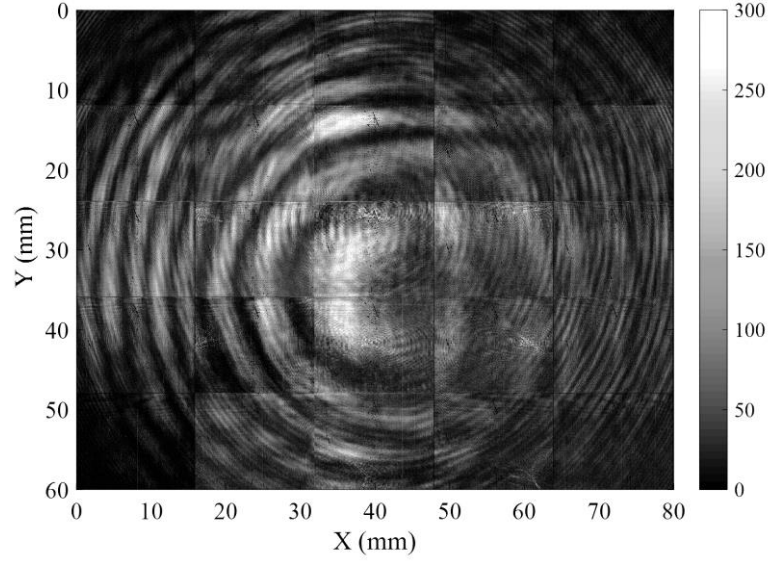


Figure 2-11 : Reconstruction de l'image du faisceau à environ 85 mm de la source obtenue grâce à 5x5 images.

La relation de phase qui existe entre les faisceaux provenant d'un même rayon après plusieurs réflexions à l'intérieur de la couche de silicium induit des interférences qui sont à l'origine des anneaux rencontrés en Figure 2-11. Le déphasage entre le rayon émergent n et le rayon émergent $n+1$ est donné par la relation de Snell-Descartes et l'optique géométrique :

$$\Delta\varphi(\theta_i) = \frac{4\pi n d F \cos(\theta_r)}{c} ; \theta_r = \sin^{-1}\left(\frac{1}{n} \sin \theta_i\right) \quad (2.8)$$

La somme de l'amplitude tous les rayons, après les réflexions multiples dans la couche peut être calculée à partir de la limite en l'infini de la somme d'une suite géométrique de raison $Re^{i\Delta\varphi(\theta)}$ et de premier terme $(1 - R)$, avec $R = |r_{TE}|$ le coefficient de réflexion.

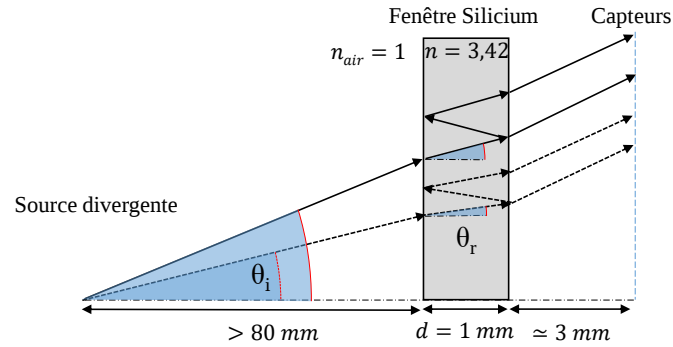


Figure 2-12 : Schéma de principe de l'effet Fabry-Pérot dans la couche de silicium devant le capteur matriciel

La transmittance totale en intensité de la couche de silicium en fonction de l'angle d'incidence si l'on considère une absorption nulle dans le silicium ($\alpha = 0$), est donnée par :

$$T(\theta_i) = \frac{(1 - R)^2}{(1 - R)^2 + 4 \sin^2(\Delta\varphi(\theta_i))} \quad (2.9)$$

La simulation de la transmittance à 2,5 THz en fonction de l'angle d'incidence en Figure 2-13 montre une suite de pics qui révèle la même structure que sur l'image obtenue expérimentalement.

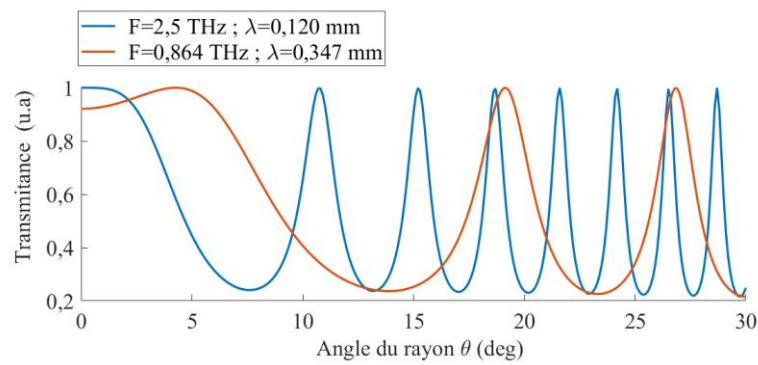


Figure 2-13 : Simulation de l'effet Fabry-Pérot induit par la fenêtre de silicium de 1 mm d'épaisseur à 0,864 et 2,5 THz

On compte, en plus de la tâche centrale, 8 anneaux d'interférences constructives, permettant évaluer une forte divergence d'au moins 30°. La même simulation en Figure 2-13 à 0,864 GHz, toujours avec $n = 3,42$, permet de constater que l'effet Fabry-Pérot n'est quasiment pas visible car la divergence de ce faisceau est inférieure à 15°. Bien que ces interférences soient liées à la fenêtre du boîtier devant le capteur et non à la source elle-même, de tels effets pour l'imagerie d'objets utilisant la caméra TZCAM comme imageur peuvent nuire à la qualité des représentations terahertz et à leur bonne interprétation.

Intéressons-nous maintenant à la source QCL à 3,78 THz ($\lambda = 0,79$ mm). Comparée à la source 2,5 THz, le faisceau sort avec un angle de déviation non nul par rapport à la normale à la fenêtre de sortie. Pour mettre en forme le faisceau et en vue de réaliser des images plein champ et point par point à 3,78 THz, nous avons opté pour deux miroirs paraboliques $f/3$ afin de refocaliser le faisceau en un point source secondaire. L'ouverture de ce point source secondaire peut être limitée par un diaphragme de 0,4 mm de diamètre en vue de filtrer le faisceau spatialement. Aussi, un laser rouge d'alignement est utilisé pour suivre le faisceau THz. L'alignement laser/THz est rendu possible grâce à une membrane de 2 μm d'épaisseur, transparente au rayonnement THz, et réfléchissant une partie du laser rouge.

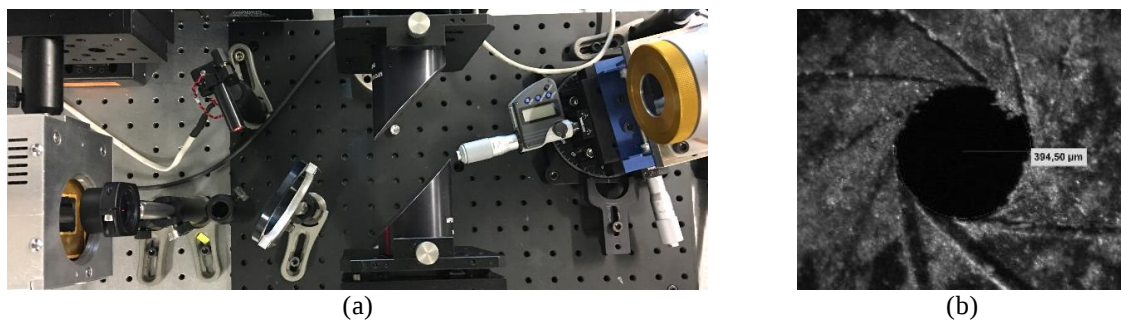


Figure 2-14 : Mise en forme du faisceau pour l'imagerie point par point et l'imagerie plein champ (a) photo du système optique (b) Photo du diaphragme de 400 μm de diamètre utilisé pour le filtrage spatial

Un système de lentille $f/2$ puis $f/1$ en silicium est utilisé pour refocaliser le faisceau au plan objet de l'imageur point par point. Plusieurs images du faisceau focalisé ont été réalisées avec ou sans filtrage spatial, et en tournant la caméra de 90° pour tester la sensibilité sur les deux types de couplage des bolomètres, définis par les 2 antennes croisées des pixels bolométriques, appelées CC et DC. Sur la photo en Figure 2-14 (a), la caméra est tournée à 90° (position verticale) et on a retiré le diaphragme de filtrage.

Sur la Figure 2-15, on peut observer l'image du faisceau au plan de focalisation de la lentille f/1 pour les deux orientations avec et sans filtrage spatial. En (b), le filtrage permet de diminuer la taille du faisceau focalisé si on le compare à (a) tout en gardant une dynamique forte au centre. On peut constater que lorsque la caméra est tournée en position verticale, la dynamique est fortement diminuée. Ce résultat est en adéquation avec la différence d'absorption spectrale du capteur selon les polarisations CC ou DC. Cette mise en forme de source sera optimale pour l'imagerie point par point car, son faisceau focalisé à moins de 0,2 mm permettra d'obtenir une résolution proche de la limite de diffraction. Pour l'imagerie plein champ, en revanche, la dynamique de contraste réduite liée à la puissance limitée de la source peut rendre difficile voire impossible l'imagerie en temps réel.

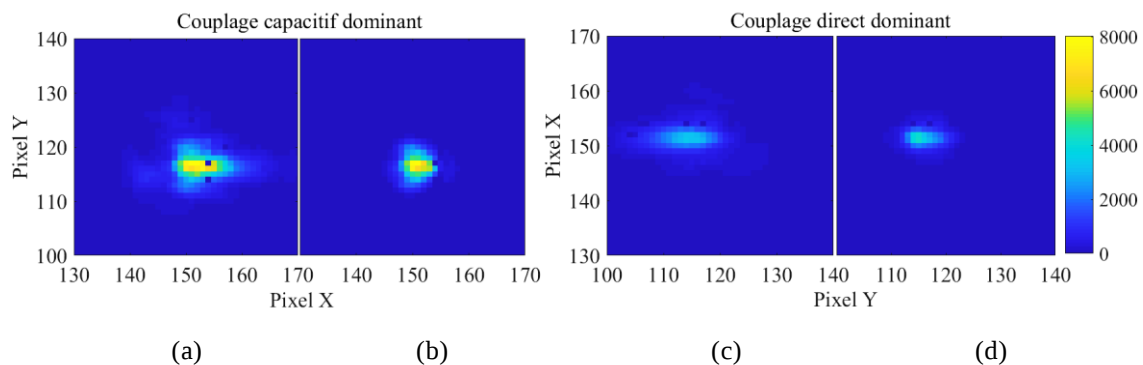


Figure 2-15 : Image du faisceau au point focal objet avec et sans filtrage spatial grâce à un diaphragme de 0,4 mm pour les deux orientations de la caméra (a) horizontale sans filtrage (b) horizontale avec filtrage (c) verticale sans filtrage et (d) verticale avec filtrage

En conclusion, on peut dire que l'association des sources à 0,835 GHz et à 3,78 avec la TZCAM donne une dynamique de contraste de moins de 20 dB par pixel, ce qui n'est pas suffisant pour imager rapidement de grands objets. Au contraire, la source à 2,5 THz, montre une dynamique par pixel de plus de 30dB.

Nous avons pu caractériser les sources en termes de profil de faisceau, de divergence et de dynamique de contraste grâce à la TZCAM pour laquelle on a retiré l'objectif. L'effet Fabry-Pérot due à la couche de silicium devant les bolomètres a permis d'expliquer l'origine des anneaux sur l'image à 2,5 THz. Bien que l'imagerie de faisceau soit très intéressante d'un point de vue expérimental, pour la caractérisation des sources ou encore pour l'alignement d'un système d'imagerie point par point, cette caméra a pour application principale celle d'imager des objets en temps réel. Excepté en champ proche, un imageur nécessite un système d'imagerie, tel qu'un objectif par exemple. Voyons maintenant les images que l'on obtient avec la caméra si l'objectif est ajouté.

2.3.3 Franges d'interférences induites par l'objectif

L'objectif conçu par i2S est composé de lentilles en silicium haute résistivité avec un indice optique d'environ 3,42. Ce fort indice permet une conception aisée de limitation des aberrations avec des lentilles à grand rayon de courbure. En effet, selon la loi de Snell-Descartes, pour un même angle de réfraction attendu après traversée d'un dioptré, un indice plus grand nécessitera un angle d'incidence plus faible, permettant de limiter l'épaisseur des lentilles et les différences de chemin optique. L'objectif a donc été conçu pour limiter les aberrations géométriques sphériques, de coma, de distorsion ou encore de courbure de champ lorsque

l'objet est placé à la distance de travail. La distance optimale entre l'objet et la surface de la première lentille de l'objectif est de 196 mm. De plus, l'objectif est optimisé pour former une image sur la matrice de détecteur à la fréquence de rayonnement de 2,5 THz grâce à :

- (a) un traitement antireflet en parylène sur toutes les surfaces des lentilles qui permet une transmission après traversée des lentilles d'environ 90% au lieu de 25% sans antireflet.
- (b) un coefficient d'absorption des lentilles très faible, de l'ordre de $0,03 \text{ cm}^{-1}$.
- (c) un grandissement de $\frac{1}{4}$ pour imager une zone de $48 \times 64 \text{ mm}^2$ avec un « pas » de 0,2 mm au plan objet.

Nous avons vu que l'image d'un point source par un système optique peut-être modélisée par une gaussienne dont le rayon donne la limite de résolution. L'image plein champ consiste multiplier ces gaussiennes sur le capteur matriciel par une juxtaposition des points sources secondaires au plan objet.

Pour assurer l'éclairage de tout l'objet par une source qui diverge, on peut écarter le point source du plan objet de l'objectif. Cependant, l'éloignement de la source par rapport au plan objet revient à dégrader la PSF, l'étalant ainsi en forme d'anneaux concentriques centrés sur l'axe optique de l'objectif avec des interférences constructives et destructives. En Figure 2-16, des simulations Zemax avec l'outil PSF permettent de rendre compte de l'éclairage par une source ponctuelle à 0,864 THz lorsque celle-ci est écartée du plan objet de l'objectif.

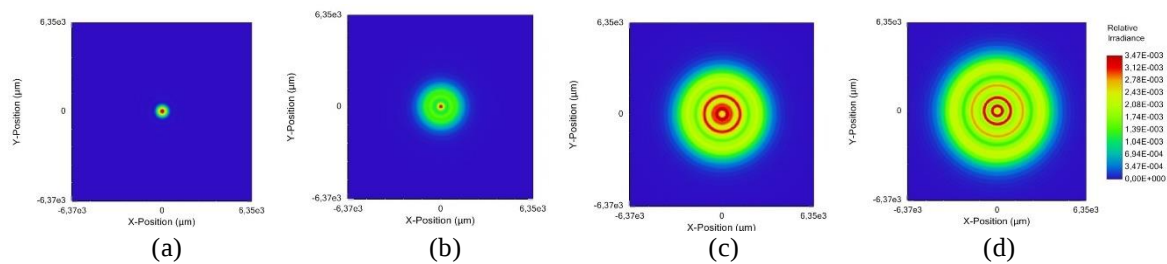


Figure 2-16 : PSF de l'objectif à 0,864 THz en fonction de la distance source-objectif (a) PSF optimale avec distance objet-objectif de 196 mm (b) 296 mm (c) 396 mm (d) 496 mm

Sur la Figure 2-17, une présentation des images obtenues en temps réel par un système optique composé de la source à 2,5 THz, de l'objectif et de la TZCAM révèle un éclairage peu homogène. L'image du faisceau vient perturber celle attendue de l'objet par transparence. Ici, l'objet test est un parallélépipède rectangle en PTFE de section $6 \times 10 \text{ mm}$, de hauteur 20mm, d'indice optique $n = 1,43$ et de coefficient d'absorption $\alpha = 1,6 \text{ cm}^{-1}$ à 2,5 THz.

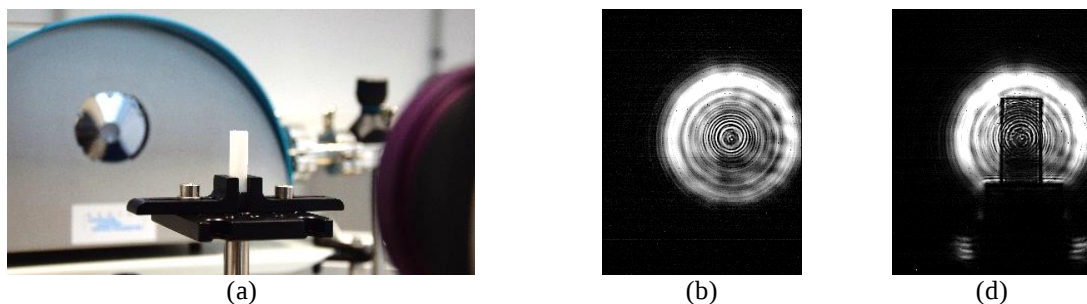


Figure 2-17 : Imagerie plein champ à 2,5 THz avec la source QCL TC1000 (a) Banc d'imagerie avec en arrière-plan, la source, puis un objet test en PTFE et enfin l'objectif à droite au premier plan (b) Image du faisceau (c) Image du faisceau atténué par l'objet test

Pour ne garder que l'image de l'objet, on peut calculer l'image d'absorbance en prenant comme référence le faisceau seul. En Figure 2-18 (a), l'image d'absorbance montre clairement comment les anneaux de diffraction peuvent nuire à la bonne représentation de l'objet. Si l'on trace le profil d'absorbance et qu'on le compare avec l'absorption théorique, on voit bien que l'on est très loin de l'image attendue. Le profil expérimental est obtenu en calculant la moyenne et l'écart type sur 75 images.

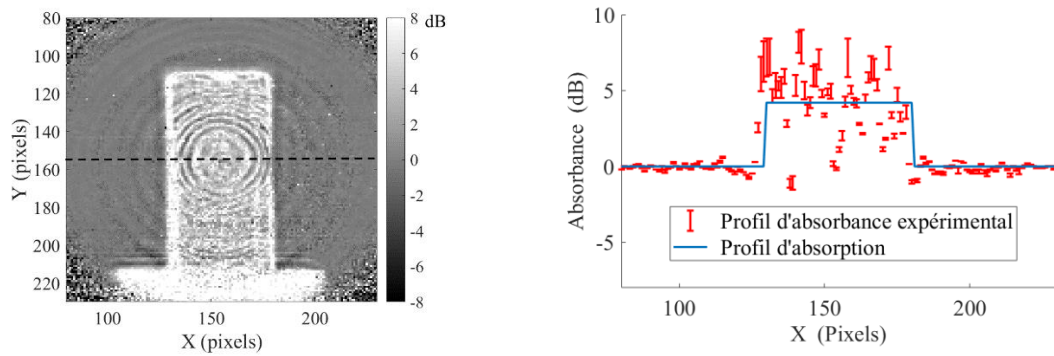


Figure 2-18 : (a) Image d'absorbance de l'objet test en PTFE (b) Profil d'absorbance expérimental et comparaison avec le profil d'absorption théorique qui ne tient compte que du coefficient d'absorption

Si l'on ne tient compte que de l'absorption par l'objet et négligeons la réflexion aux interfaces, le profil d'absorbance théorique est semblable à une fonction porte de largeur 50 pixels soit 10 mm si l'on tient compte du pas de 0,05 mm et du grandissement de $\frac{1}{4}$ de l'objectif. Avec un coefficient d'absorption de $1,6 \text{ cm}^{-1}$, l'absorbance attendue de l'objet de 6 mm d'épaisseur est de 4,2 dB.

La répartition non uniforme du faisceau THz sur le capteur induit une valeur d'absorbance et un RSB extrêmement variable d'un pixel à l'autre. En effet, deux pixels voisins peuvent avoir des valeurs d'absorbance très différentes ; elles peuvent varier de plus de 4,2 dB voire même être négative. De plus, l'incertitude sur l'absorbance calculée sur les 75 images différentielles du faisceau et les 75 images différentielles avec l'objet, montre que l'objet lui-même vient perturber la propagation du faisceau autrement qu'en absorbance. Puisque l'indice de l'objet diffère de celui de l'air, les franges d'interférences de l'objectif avec objet sont décalées spatialement, ce que l'on peut apercevoir sur l'image d'absorbance.

Bien que la source soit assez puissante pour éclairer tout le capteur avec un RSB de plus de 30 dB, les franges d'interférence créées par l'objet à imager et le système optique non optimisé font qu'il est illusoire d'obtenir une image fidèle à l'objet.

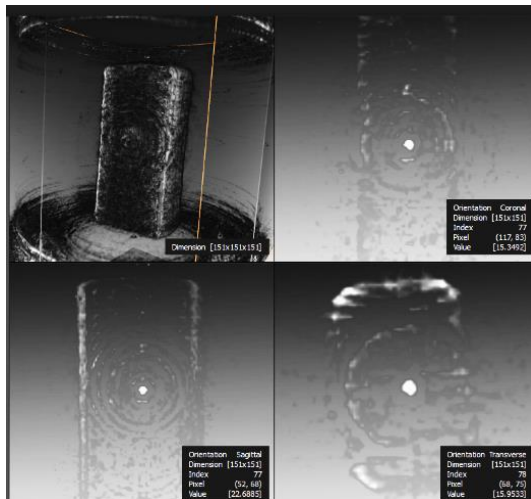
Enfin, cela est encore plus vrai si l'on tente de reconstruire l'objet en 3D par tomographie. En Figure 2-19Figure 2-21 (a), une sélection de 30 images d'absorbance parmi une suite de 180 projections de 0° à 179° permet de constater que ces franges d'interférences circulaires ne se comportent pas comme un défaut localisé. À partir de ce sinogramme de 180 images, nous avons reconstruit l'objet en 3D par un algorithme de BFP. La représentation 3D associée aux coupes dans les trois directions au centre de l'objet en Figure 2-19 (b) permet de retrouver la forme globale de l'objet parallélépipédique, avec cependant une trace des interférences circulaires dont l'image d'absorbance n'a pu s'affranchir.

De plus, on observe la présence d'un point très lumineux qui se trouve exactement au centre des interférences, le centre de l'axe optique de l'objectif. La Figure 2-21 (c) est une visualisation en fausses couleurs associée à un réglage de transparence de certains voxels permettant de révéler ce point. Un voxel

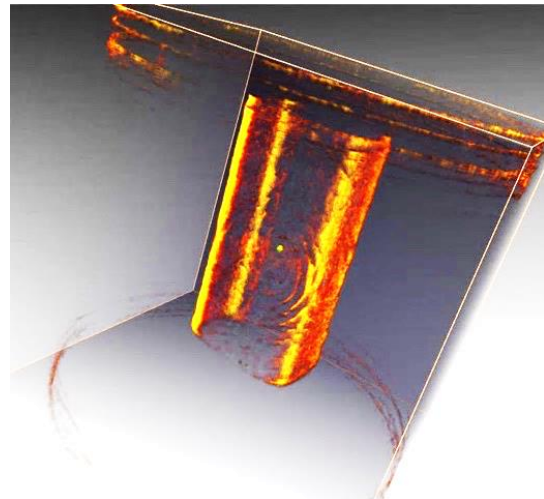
est un pixel en 3D, auquel est associée une intensité et qui est repéré par les trois coordonnées de l'espace ($\vec{x}$ sagittal, $\vec{y}$ coronal et $\vec{z}$ transverse).



(a)



(b)



(c)

Figure 2-19 : (a) Sélection de 30 images d'absorbance de l'objet test en PTFE sur les 180 projections obtenues de 0° à 179° (b) Représentation 3D de l'objet après reconstruction par BFP et des coupes au centre de l'objet (c) Reconstruction 3D en fausses couleurs

Enfin, on remarque que, tout comme en imagerie point par point, le fait de négliger les effets de réfraction et de réflexion par l'objet dans la reconstruction 3D, tend à fortement surestimer la valeur des voxels des bords de l'objet, indépendamment de la notion d'éclairage uniforme.

Dans ce paragraphe 2.3, nous avons mis en évidence quelques phénomènes qui peuvent nuire à la représentation fidèle de l'objet par imagerie terahertz plein champ à 0,835, 2,5 et 3,78 THz ; que ce soit, la non-uniformité de la réponse des pixels, la présence d'ondes stationnaires au niveau des bolomètres, l'effet Fabry-Pérot dû à la fenêtre en silicium qui ferme le boîtier du capteur, la faible dynamique de contraste à 0,835 et 3,78 THz et enfin l'apparition d'anneaux de diffraction liés au système d'imagerie. Dans le chapitre suivant nous allons proposer et tester plusieurs méthodes visant à rendre les images plus représentatives de l'objet lorsqu'il est imagé plein champ.

2.4 Homogénéisation de l'éclairage

Les franges d'interférences créées par le système d'imagerie lorsque la source est cohérente est un problème connu en optique [117] et exposé dans le domaine terahertz avec la thèse [19]. La conclusion de cette thèse est que l'apparition de ces franges circulaires est due au système optique composé de miroirs paraboliques. Une proposition pour supprimer ces franges est d'utiliser des miroirs diffusants, en aluminium dépoli par exemple, pour distribuer l'énergie aléatoirement sur le capteur matriciel. Un autre moyen pour minimiser ces franges est de prévoir un système d'imagerie qui donne un front d'onde sphérique en chacun des points du plan image [118]. Cependant cette technique exige de figer le système d'imagerie. En effet, tout changement d'éclairage, de longueur d'onde, de grandissement ou un passage en configuration réflexion/transmission ne permettrait pas de garder un front d'onde plan pour un éclairage homogène. De plus, les éventuelles interférences induites par des objets à imager différents ne peuvent pas être supprimées avec cette technique. L'insertion d'un matériau diffusant dans un faisceau à 0,25 THz est un moyen qui permet d'homogénéiser l'éclairage [119], mais cette technique comporte un sérieux inconvénient : la perte de RSB due à une absorption non négligeable par les particules diffusantes.

Dans cette partie, nous présentons les différents moyens technologiques testés pour homogénéiser l'éclairage à 0,864 THz, 2,5 THz et 3,78 THz. Tous ces moyens d'homogénéisation sont basés sur l'idée que l'on peut distribuer la puissance optique grâce à un temps d'intégration des capteurs bolométriques plus long que le temps d'exposition. On suppose que l'intégration sur un temps assez long d'une figure dont les franges d'interférences sont déplacées rapidement sur une distance plus grande que leur période spatiale caractéristique doit pouvoir permettre d'homogénéiser l'éclairage.

L'idée de base pour faire varier la répartition de l'énergie électromagnétique sur le capteur consiste à changer rapidement les différences de phase $\Delta\varphi_{A(x',y') \rightarrow B(x,y)} = \frac{2\pi}{\lambda} * L \{ A(x',y') \rightarrow B(x,y) \} (2\pi)$ des multiples sources virtuelles d'un plan A issues de la source principale qui viennent interférer en un point d'un plan B. La Figure 2-20 illustre le principe du changement de phase sur le plan image par deux techniques.

On peut soit : changer rapidement les chemins optiques $L \{ A(x',y') \rightarrow B(x,y) \}$ entre les points sources du plan A pour tous les points du plan B (en haut sur la figure), soit changer rapidement de longueur d'onde de rayonnement (en bas sur la figure).

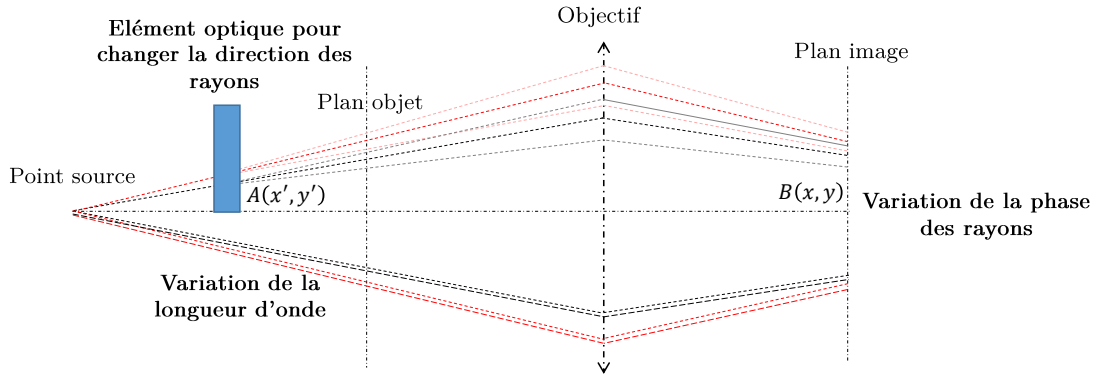


Figure 2-20 : Schéma de principe de la variation de phase des rayons sur le plan image par une variation de chemin optique avec le point source (en haut) ou par une variation de la longueur d'onde de la source elle-même (en bas)

Avec le synthétiseur, il est possible de faire varier la fréquence de rayonnement en sortie de source de 0,8 et 0,9 THz et ainsi moduler la longueur d'onde sur une plage de 0,333 à 0,375 mm. Cette limite est imposée par la série de multiplicateurs de fréquence qui ne fonctionnent pas en dehors de cette gamme. Pour les sources QCL, nous allons faire varier le chemin optique par un déplacement mécanique des optiques dans le faisceau. Pour conserver, au maximum, le RSB du système d'imagerie, nous éviterons les optiques absorbantes et préférons les optiques réfléchissantes. Le paragraphe suivant est une étude de la réponse des microbolomètres à un rayonnement dont la puissance varie de manière sinusoïdale à une fréquence donnée.

2.4.1 Réponse des bolomètres à une puissance optique variable

L'équation différentielle ci-dessous (2.10) correspond au bilan en puissance d'un bolomètre en fonction du temps lorsqu'il absorbe un rayonnement terahertz invariant dans le temps [109]. Elle permet d'exprimer la variation en température du bolomètre T_{bol} en fonction de la puissance optique absorbée ηP_{opt} , la puissance perdue dans le puits via le pont de conductivité thermique G_{th} et la puissance dissipée P_{bias} par effet Joule dans la résistance bolométrique polarisée.

$$C_{th} \frac{\partial T_{bol}}{\partial t} = \eta P_{opt} - G_{th} (T_{bol} - T_{puits}) + P_{bias} \quad (2.10)$$

Lorsque le bolomètre à l'instant t_0 est soumis un rayonnement terahertz invariant dans le temps de puissance P_{opt} , la température de la thermistance initialement à $T = T_0$ augmente jusqu'à tendre vers une valeur maximale T_{max} avec un temps caractéristique $\tau = \frac{C_{th}}{G_{th}}$. La variation de résistance électrique R par rapport à la température est souvent exprimée au moyen du coefficient thermique de résistance électrique (*Temperature Coefficient of Resistance* ou *TCR*) noté γ . Ce paramètre dépend de la température T_0 à laquelle cette pente est calculée :

$$\gamma = \frac{1}{R} \left. \frac{dR}{dT} \right|_{T_0} \quad (2.11)$$

La variation en résistance du bolomètre avec la température est d'autant plus importante que γ est élevé. Quand on prend en compte dans l'équation (2.10), la puissance par effet Joule induite par la polarisation du bolomètre à une tension V_{bias} ou un courant I_{bias} , γ intervient dans l'expression de la puissance dissipée. La

solution de l'équation différentielle non linéaire qui régit le comportement en température du bolomètre peut être approximée avec une résistance de la thermistance R_0 , une constante de temps modifiée τ_{eff} et une conductance thermique modifiée G_{eff} qui tiennent compte des effets de rétroactions thermiques.

Dans le cas du capteur matriciel utilisé, les thermistances en matériau semi-conducteur sont polarisées avec une tension constante V_{bias} , et l'augmentation en température induite par le rayonnement THz s'accompagne d'une augmentation de la constante de temps caractéristique. Cependant comme la tension de polarisation n'est appliquée que pendant 125 μ s, l'effet Joule entraîne une variation de τ_{eff} négligeable.

Dans notre cas, nous voulons faire varier la puissance optique pour connaître la réponse en température du bolomètre après un temps d'exposition t_{exp} de 40 ms. Pour cela, nous considérerons une variation de la puissance optique en :

$$P = \eta P_{opt} (1 + \cos(\omega t + \varphi)). \quad (2.12)$$

Avec $F = 2\pi\omega$, la fréquence d'oscillation de la puissance optique, t le temps d'exposition et φ une phase arbitraire. Une étude en fréquence de la réponse en température est donnée dans la référence [109]. L'augmentation de la température $\delta T = T_{bol} - T_0$ après un temps t_{exp} d'exposition au rayonnement de puissance P peut être calculée par la fonction :

$$\delta T(t_{exp}, \omega) = \frac{\eta P_{opt} \tau}{C_{th}} \left(1 + \frac{\cos(\omega t_{exp} + \varphi) + \omega \tau \sin(\omega t_{exp} + \varphi)}{1 + (\omega \tau)^2} \right) \quad (2.13)$$

Si l'on peut répartir uniformément, toute la puissance de 3 mW de la source QCL 2,5 THz sur les 76800 bolomètres, on obtient une puissance moyenne par pixel P_{opt} d'environ 40 nW. La phase φ permet de changer la valeur de la puissance optique à partir de laquelle l'exposition au rayonnement commence. Avec un temps caractéristique de montée en température τ d'environ 30 ms, une capacité thermique de 1 nJ/K, un γ de -2,2 %/K, une résistance électrique R_0 de 500 k Ω et une tension de polarisation de 3,3 V, on peut calculer l'augmentation de courant δI à la fin du temps d'exposition de 40 ms en fonction de $F = 2\pi\omega$ et pour quatre phases φ différentes avec.

$$\delta I \approx -\frac{V_{bias}}{R_0^2} * \delta R \approx -\frac{V_{bias}}{R_0} * \gamma \delta T \quad (2.14)$$

La Figure 2-21 donne la variation de courant théorique dans le bolomètre après 40 ms d'une exposition à un rayonnement de puissance variable en fonction de la fréquence. A puissance optique constante ($\omega=0$), on constate que le courant résultant de l'absorption de ces quatre puissance (80, 40, 0, 40 nW) est donné par la réponse du bolomètre. Si maintenant, on fait varier cette puissance, le courant tend vers une valeur moyenne qui ne dépend plus de la phase. À 1 kHz, l'écart maximal à la moyenne est inférieur à 1 nA, soit environ 130 fois moins que pour les puissances invariantes de 0 et 80 nW. Enfin, étant donnée la faible variation de température du bolomètre (< 10 K), les variations de courant après les 40 ms d'intégration peuvent être considérées comme proportionnelles aux variations de puissance optique moyenne $\left(\frac{dR}{dT} \right)_{T_0} \sim \frac{dR}{dT} \Big|_{T_0 + \delta T}$. Cela convient très bien à l'imagerie d'absorbance où la réponse des détecteurs nécessite d'être linéaire avec la puissance.

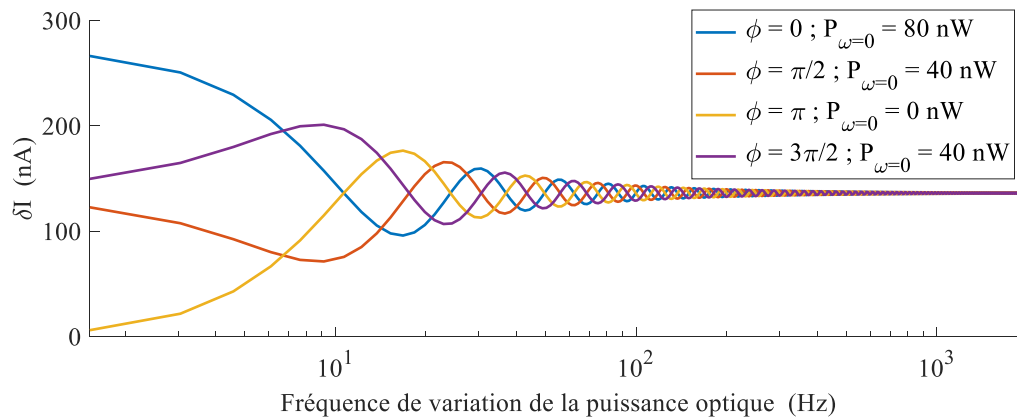


Figure 2-21 : Variation du courant δI dans la thermistance après une exposition pendant 40 ms à un rayonnement à 2,5 THz dont la puissance optique varie de façon sinusoïdale. Les quatre courbes correspondent à quatre phases différentes de la sinusoïde.

Nous avons considéré ici une sinusoïde pour la variation dans le temps de la puissance optique. Bien entendu, dans le cas réel, il ne sera pas possible de réaliser cette variation purement sinusoïdale. Cependant, on peut considérer que la puissance optique avant absorption par le bolomètre mène à une mesure de la puissance avec un écart à la moyenne relativement faible.

Dans le paragraphe suivant, nous allons proposer plusieurs techniques pour atténuer les interférences créées avec l'objectif et tenter d'obtenir un éclairage homogène. Pour la source électronique, une variation de fréquence doit changer la forme des anneaux de diffraction. Pour la source QCL à 2,5 THz, le chemin optique est rapidement modifié et de façon aléatoire grâce à l'homogénéiseur de faisceau. Pour le QCL à 3,78 THz, nous avons opté pour un double miroir galvanomètre associé à un grand miroir parabolique permettant de diriger le faisceau sur le capteur. Commandée par deux générateurs basse fréquence, la position angulaire des deux miroirs peut être modulée à une fréquence maximale de 130 Hz autour d'un offset réglable.

Pour les expériences à 0,85 THz et 3,78 THz, des simulations Zemax de la PSF et avec l'outil POP sont utilisées pour valider les résultats d'imagerie. Pour cela, un code Matlab a été développé pour réaliser, de manière automatique, les simulations sur le logiciel Zemax (Matlab + Zemax ZOS-API), pour différentes configurations du système optique. Nous pouvons faire varier la fréquence pour l'imageur autour de 0,85 THz ou bien les angles des deux miroirs du galvanomètre pour l'imageur à 3,78 THz. On considère que la moyenne de l'image obtenue par simulation représente le résultat final à comparer à l'image obtenue expérimentalement.

2.4.2 Variation de fréquence de la source électronique

Un contrôle de la fréquence en sortie du synthétiseur permet de faire varier celle de la source électronique en sortie de cornet en 40 points sur une plage de 0,8 à 0,9 THz. Plusieurs simulations de la PSF avec Zemax sont présentées en Figure 2-22 ; la distance entre la source et la première lentille de l'objectif est de 500 +/- 5 mm. L'échelle de couleur est en intensité relative, avec une unité arbitraire, la taille de l'image est de 240 par 240 pixels et le pas de l'image en X et Y correspond à celui de la caméra, soit 0,05 mm. On constate que trois images prises à trois fréquences différents (0,8 ; 0,85 et 0,9 THz) ont des figures

de diffraction distinctes mais que le profil interférentiel subsiste.

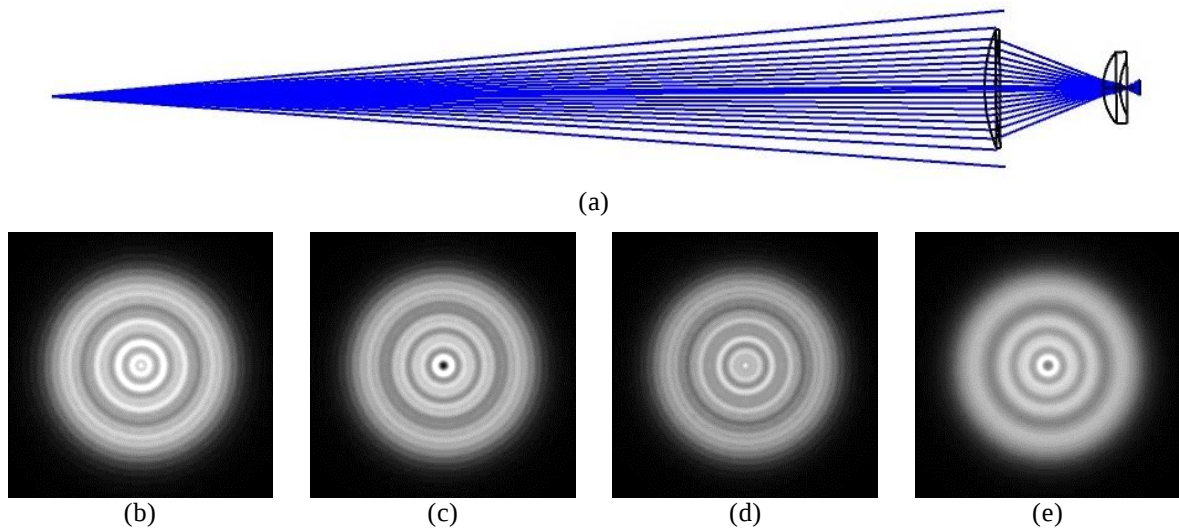


Figure 2-22 : Simulations Zemax avec l'outil PSF (a) Schéma (b) 0,8 THz (c) 0,85 THz (d) 0,9 THz (e) Moyenne des 40 simulations PSF obtenues de 0,8 à 0,9 THz par pas de 0,0025 THz.

Bien que les figures de diffraction changent rapidement d'une fréquence de rayonnement à l'autre, la moyenne des 40 PSF de 0,8 à 0,9 THz par pas de 0,0025 THz ne suffit pas à homogénéiser l'éclairage. En effet, des anneaux subsistent en Figure 2-22 (e) car la variation de fréquence est trop faible.

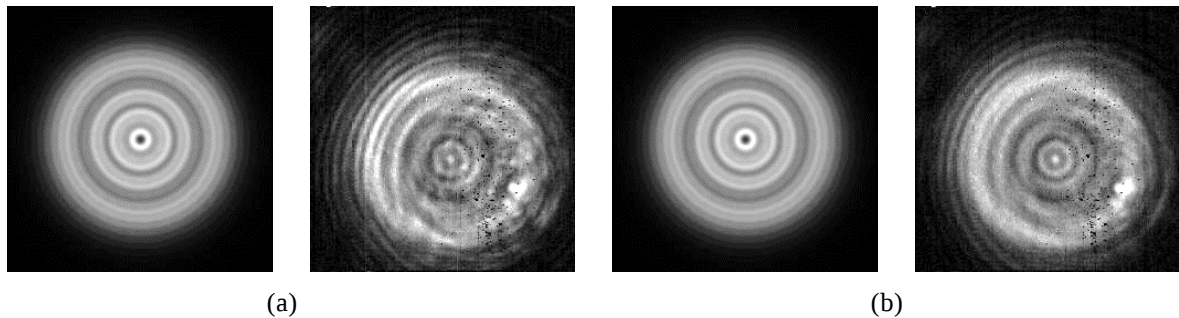


Figure 2-23 : Imagerie du faisceau avec la source VDI simulation à gauche et expérience à droite (a) Image à 0,864 THz (b) Variation de la fréquence de 0,86328 à 0,86508 THz par pas de 0,045 THz

Nous avons appliqué cette approche en faisant varier cette fréquence sur le synthétiseur pour obtenir des images avec la caméra mais la variation sur cette grande plage de fréquence fait considérablement baisser le RSB utile. Pour garder un RSB suffisant, nous avons limité la variation de fréquence en sortie de cornet à seulement 1,8 GHz. En Figure 2-23, les images obtenues par des simulations et des expériences montrent certaines différences car l'alignement n'est pas parfait et la distance entre la source et l'objectif est difficile à évaluer. En pratique, avec le système VDI, la variation de fréquence n'est pas suffisante pour homogénéiser l'éclairage.

2.4.3 Diffusion arbitraire du faisceau à 2,5 THz

La source à 2,5 THz, avec une puissance de 3 mW, doit nous permettre d'éclairer tout le capteur avec un RSB de plus de 30dB si tout le champ objet de 64*48 mm est lui aussi éclairé. Plusieurs techniques d'homogénéisation ont été envisagées et expérimentées pour répartir tout le flux sur le capteur et limiter

l'apparition sur le capteur de ces franges d'interférences ; par exemple l'insertion dans le chemin optique d'un miroir plan vibrant, ou l'insertion d'une roue réfléchissante en rotation avec des marches de différentes hauteurs. En focalisant le faisceau sur ces miroirs, il s'est avéré que ces variations de chemin optique n'étaient pas suffisantes pour supprimer les anneaux de diffraction.

PARTIE CONFIDENTIELLE

Figure 2-24 : CONFIDENTIEL

Figure 2-25 : CONFIDENTIEL

PARTIE CONFIDENTIELLE

Cependant, avec cette technique d'homogénéisation, il n'est pas possible de contrôler la quantité d'énergie déposée sur le capteur, et le RSB sur chaque pixel ne peut être évalué à l'avance par simulation. Nous allons proposer une approche pour contrôler l'éclairage grâce à un galvanomètre double miroir.

2.4.4 Contrôle de la position du faisceau à 3,78 THz

La puissance de la source QCL à 3,78 THz est bien inférieure comparée aux autres sources, et une homogénéisation par diffusion arbitraire du faisceau comme précédemment, sur tout le capteur, réduirait considérablement le RSB par pixel. La seule solution pour garder un RSB supérieur à 1, consiste à limiter la zone d'éclairage du capteur. Pour cela, un galvanomètre double miroir est utilisé pour diriger le faisceau. La position en angles des miroirs est contrôlée par une tension d'entrée de $\pm 10V$ correspondant à un angle de $\pm 10^\circ$. Une tension sinusoïdale jusqu'à une fréquence maximale de 130 Hz autour d'un offset de $\pm 5V$ peut être utilisée pour homogénéiser le faisceau sur toute la zone du capteur. En reprenant le montage expérimental d'imagerie point par point en Figure 2-14 et en remplaçant le doublet de lentille par un miroir parabolique hors axe $f/2$ de $\frac{1}{2}$ pouce de diamètre, il est possible de diriger un faisceau collimaté sur le galvanomètre (Figure 2-26 (a)). Ensuite, un miroir parabolique hors axe à 45° de 4 pouces de diamètre et 6 pouces de distance focale permet de ramener le faisceau pour scanner le plan objet.

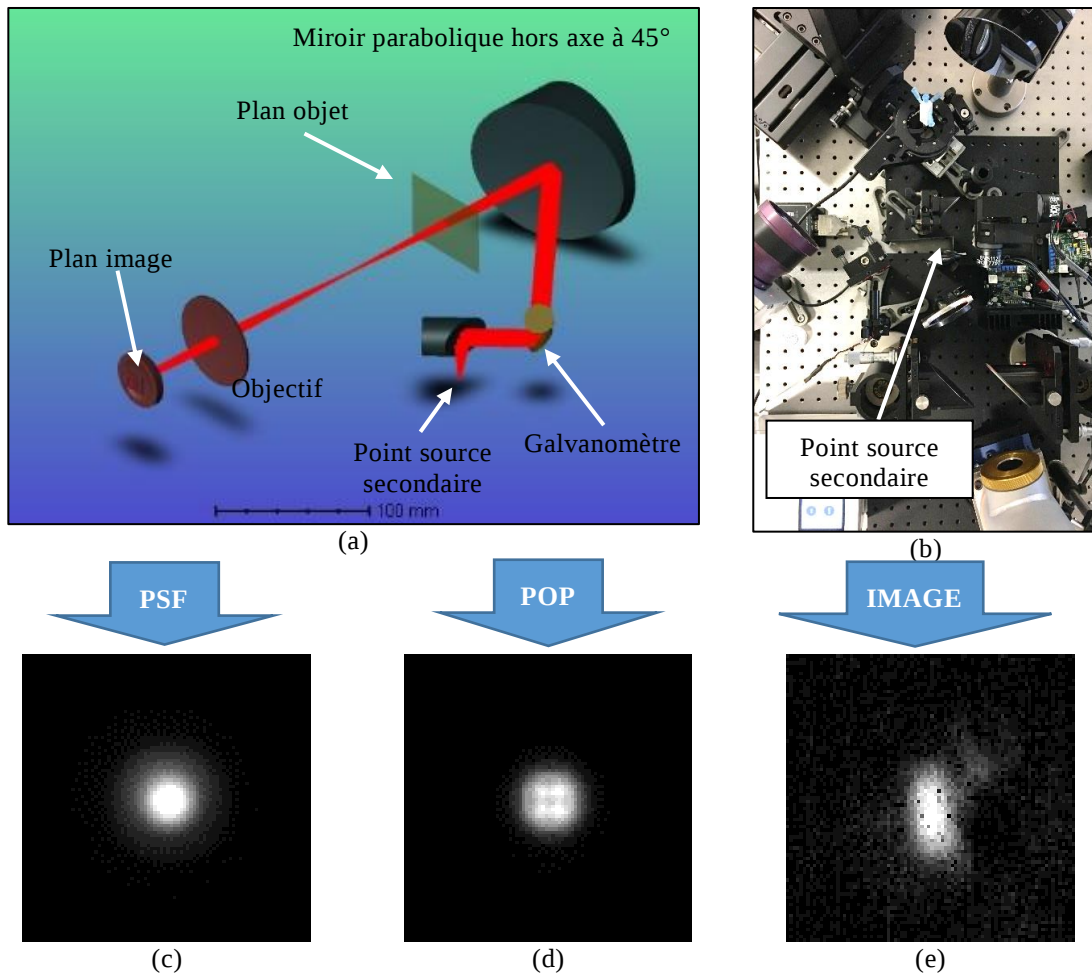


Figure 2-26 : (a) Schéma de la propagation du point source jusqu'au capteur en passant par le galvanomètre avec les deux miroirs fixes (b) Photo du banc d'imagerie correspondant (c) Simulation Zemax avec l'outil PSF (d) Simulation Zemax avec l'outil POP (e) Image par le système optique du faisceau filtré spatialement au point source secondaire

Les Figure 2-26 (c) et (d) sont les simulations Zemax de la propagation du faisceau lorsque les miroirs du galvanomètre sont fixes en utilisant respectivement l'outil PSF et l'outil POP. Le pas entre deux pixels

est de 0,05 mm et la taille des images est de 88 par 88 pixels. On peut noter les quelques différences sur les images obtenues par simulation PSF et POP. La Figure 2-26 (e) est l'image obtenue par la caméra du faisceau après filtrage spatial au point source secondaire et propagation jusqu'au capteur matriciel. La zone éclairée sur le capteur est d'environ 0,5 mm, ce qui correspond à une taille de faisceau d'environ 2 mm au plan objet de l'objectif. Grâce à cette petite taille, il est possible de choisir la zone que l'on veut imager en faisant vibrer les deux miroirs. Le choix des fréquences d'oscillation des deux miroirs du galvanomètre est imposé par le temps de réponse des bolomètres et la cadence d'acquisition de la caméra. Nous avons opté pour une fréquence permettant de recommencer un cycle tous les 40 ms ; la plus haute fréquence autorisée et multiple de 25 Hz est de 125 Hz. Pour l'autre miroir, la même fréquence de 125 Hz ne conviendrait pas car produirait un balayage circulaire, elliptique ou linéaire. Nous avons opté pour une fréquence de 25 Hz pour le deuxième miroir correspondant à l'autre axe. L'amplitude maximale des sinusoides de $0,5^\circ$ est imposée par le RSB limité.

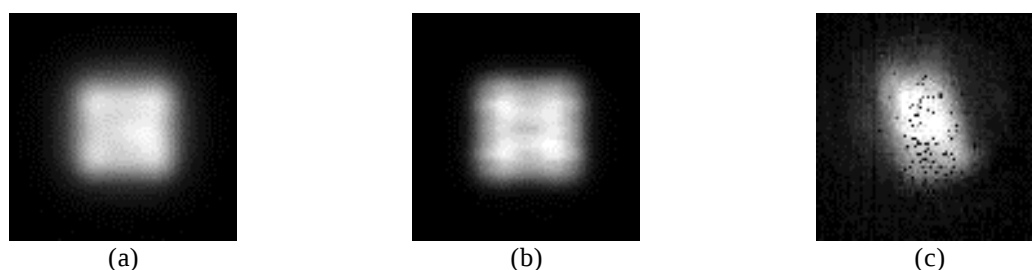


Figure 2-27 : Balayage du faisceau terahertz sur le capteur matriciel pour créer une zone carrée d'environ $1,5 \times 1,5 \text{ mm}^2$, soit une zone de $6 \times 6 \text{ mm}^2$ au plan objet (a) Somme de 1000 simulations PSF (b) Somme de 1000 simulations POP (c) Image obtenue avec la caméra

En Figure 2-27 (a) et respectivement (b), la somme de 1000 simulations PSF et respectivement POP sur un temps total de 0,04 secondes peut être utilisée pour prévoir l'image que l'on obtient après un balayage du faisceau. Pour éclairer une zone plus grande, l'opération est répétée plusieurs fois en changeant l'offset autour du balayage angulaire des miroirs. En Figure 2-28 la somme de 64 images obtenues permet d'éclairer quasiment tout le capteur avec une puissance de source de moins de $50 \mu\text{W}$ en seulement 60 secondes. On constate, ici, que c'est bien le déplacement de l'objet et non le RSB qui limite la vitesse d'acquisition dans l'imagerie point par point. Le fait de déplacer le faisceau, plutôt que l'objet, rend bien plus rapide l'acquisition des images.



Figure 2-28 : Éclairage obtenu après la somme de 64 images du faisceau, déplacé sur tout le capteur (a) Pas de balayage rapide du faisceau (b) Balayage rapide du faisceau par une variation sinusoidale des angles des deux miroirs du galvanomètre d'amplitude $\pm 0,5^\circ$ à 25 et 125 Hz autour de l'offset.

Les possibilités qu'offre le galvanomètre ne se limitent pas à éclairer plus rapidement le capteur avec une source de faible puissance. En effet, il est possible de choisir, pour une même zone à imager, soit une imagerie plus rapide en augmentant l'amplitude des angles au détriment du RSB, soit un RSB plus grand en limitant la zone de balayage.

En considérant un RSB par pixel minimum requis, on peut calculer le temps d'acquisition nécessaire en fonction de la taille de la zone à scanner au plan objet pour les trois sources. On considère un éclairage uniforme d'une zone carrée au plan objet de côté x , une puissance de source P , la puissance minimale détectable (MDP) de la caméra P_{min} , son pas entre deux pixels p , sa fréquence d'acquisition F ainsi que le grandissement G de l'objectif. L'absorption atmosphérique et les pertes dans le système d'imagerie ne sont pas prises en compte dans le calcul. En divisant le rapport $\frac{P}{P_{min}}$ par le RSB requis, on obtient le nombre de pixel que l'on peut éclairer par un balayage rapide à la fréquence d'acquisition de la caméra. Si l'on divise le nombre total de pixel à éclairer, soit $\left(\frac{x.G}{p}\right)^2$ par le nombre de pixels éclairés par un balayage rapide, on obtient le nombre de balayages rapides nécessaires pour éclairer tout le capteur. Enfin en divisant par la fréquence d'acquisition, on obtient le temps nécessaire pour imager toute la zone.

$$t = \left(\frac{x.G}{p}\right)^2 \frac{RSB_{requis}}{P} P_{min} \frac{1}{F} \quad (2.15)$$

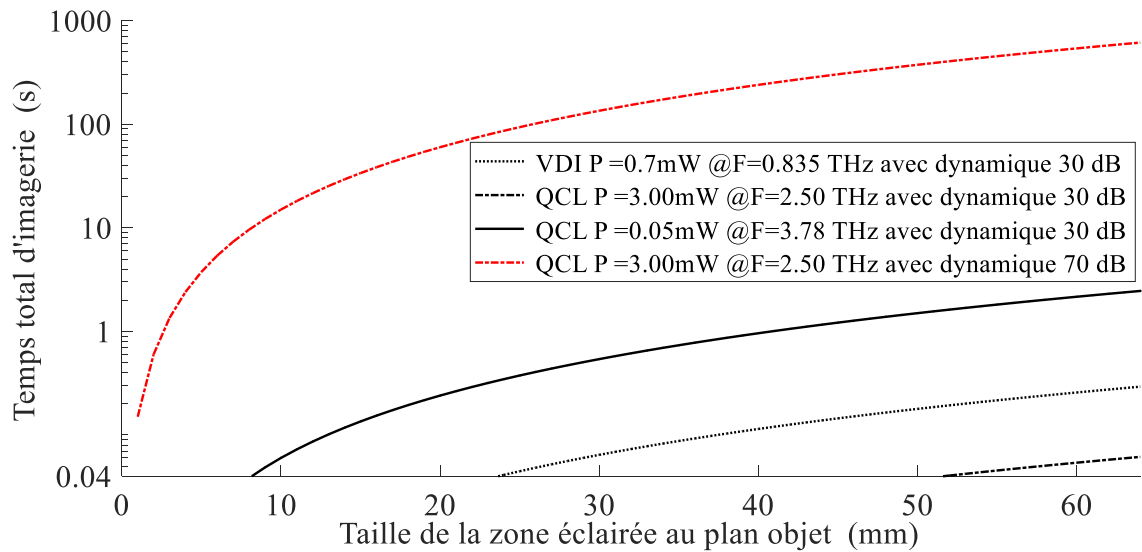


Figure 2-29 : Calcul théorique du temps requis pour éclairer uniformément le capteur matriciel muni de l'objectif de grandissement $\frac{1}{4}$ pour les trois sources THz en fonction de la taille de la zone à éclairer au plan objet et en considérant une dynamique minimale de 30 dB et 70 dB.

Nous pouvons prévoir, qu'avec la source à 2,5 THz et le galvanomètre, il est théoriquement possible d'imager avec une dynamique de contraste de 70dB, un objet de $10 \times 10 \text{ mm}^2$ et avec une résolution numérique de $0,2 \times 0,2 \text{ mm}^2$ en moins de 20 secondes. À titre de comparaison, un imageur point par point mettrait plus d'une heure pour obtenir la même image composée de 2500 points. L'avantage de cette technique « hybride » est certainement lié à sa capacité de pouvoir changer des paramètres de zones à éclairer et de RSB, tout en gardant le même système d'imagerie avec un éclairage dépourvu d'interférences.

Nous avons pu expérimenter plusieurs techniques d'homogénéisation qui se sont révélées très efficaces

pour les deux QCLs. Même lorsque la puissance de la source est insuffisante pour imager en temps réel, un compromis entre imagerie point par point - nécessitant parfois plusieurs heures d'acquisition - et imagerie plein champ en temps réel est possible. Pour l'imagerie avec la source électronique en revanche, le balayage en fréquence n'a pas permis une homogénéisation efficace des interférences créées par l'objectif.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté et exploité les moyens technologiques expérimentaux et de simulation pour ensuite, caractériser, comprendre et limiter plusieurs effets optiques qui peuvent nuire à l'imagerie terahertz plein champ.

Nous avons sélectionné comme imageur plein champ, le capteur matriciel non refroidi, composé de 320*240 microbolomètres THz, conçu et fabriqué au CEA-LETI, à la fois pour sa sensibilité accrue, sa densité de pixel et sa compacité après intégration dans une caméra, la caméra TZCAM. Chacun des microbolomètres est associé à une antenne dont l'architecture, en forme de double nœud papillon croisé, est conçue pour avoir une sensibilité optimale sur chacune des deux polarisations du rayonnement. C'est aussi grâce à un vide statique d'environ 10^{-3} mbar, qu'il est possible d'atteindre une MDP de moins de 100 pW sur la gamme 1 - 4 THz, et une compacité permettant l'intégration dans un boîtier facilement déplaçable. Nous avons utilisé deux caméras dotées chacune d'une matrice de microbolomètres et d'antennes d'architectures différentes : une optimisée pour la fréquence de 2,5 THz et une autre avec un pic de sensibilité à 1,4 THz. Afin de réaliser les images en champ lointain, la caméra est fournie avec un objectif de grandissement $\frac{1}{4}$ et d'une distance de travail de 200 mm. Concernant l'éclairage, nous avons fait le choix de trois sources monofréquences et compactes : une source électronique, composée d'un synthétiseur RF et d'une série de multiplicateurs de fréquence, accordable entre 0,8 – 0,9 THz et de puissance maximale 0,7 mW. Nous avons aussi sélectionné deux lasers à cascade quantique : un QCL refroidi à 44 K émettant 3 mW à 2,5 THz et un QCL refroidi à 77 K émettant 100 μ W à 3,78 THz.

La TZCAM est tout d'abord utilisée comme profilomètre, c'est-à-dire sans son objectif, pour caractériser les sources, mesurer une divergence du faisceau en sortie, et quantifier la non-uniformité de la réponse des pixels. Les premiers effets optiques interférentiels à 0,835 THz et 2,5 THz apparaissent avec les ondes stationnaires dans les bolomètres et l'effet Fabry-Pérot dans la fenêtre de silicium utilisée pour garder le vide au sein du capteur. De plus, nous avons mis en évidence la non-uniformité de la réponse de 9 pixels de la caméra grâce à un faisceau focalisé à 3,78 THz ; ainsi un pixel éclairé par la même puissance n'aura pas la même réponse ni la même dynamique qu'un autre pixel de la même caméra. Malgré cela, nous avons considéré une dynamique linéaire de la réponse avec la puissance du rayonnement, qui permet de s'affranchir de la non-uniformité dans le cas de l'imagerie d'absorbance. Puis, nous avons comparé les sensibilités de cette même caméra, toujours à 3,78 THz, sur les deux polarisations du rayonnement. Enfin, grâce à un filtrage spatial par un diaphragme de diamètre 0,4 mm, le profil du faisceau focalisé au plan objet d'un système d'imagerie point par point à 3,78 THz est grandement amélioré.

Dans une deuxième partie, nous avons pu mettre en évidence les interférences en formes d'anneaux induites par l'objectif, ainsi que l'impossibilité de s'affranchir de ces effets optiques indésirables avec l'imagerie d'absorbance. En effet, nous avons constaté que l'image d'absorbance 2D et la reconstruction tomographique d'un objet test en Téflon n'étaient pas représentative de l'objet réel. Pour comprendre ces

effets et tenter de les supprimer, nous avons simulé les différents éclairages avec le logiciel Zemax Optics Studio®. Nous avons tout d'abord présenté la méthode de conception des systèmes d'imagerie notamment celle visant à limiter, au maximum et de manière automatique, les aberrations géométriques. C'est par ailleurs, cet outil qui a permis la conception de l'objectif fourni avec les caméras TZCAM. Nous avons ensuite présenté deux outils utilisés pour rendre compte des interférences : l'outil PSF pour *Point Spread Function* qui, grâce au principe de Huygens-Fresnel et les polynômes de Zernike, permet de prévoir le profil interférentiel sur le capteur, induit par les différences de chemin optique d'une source cohérente. L'autre outil, appelé POP pour *Physical Optic Propagation* peut être utilisé pour tenir compte des effets de diffraction de chacune des optiques grâce à des calculs rapides de transformée de Fourier spatiale en deux dimensions. Afin de valider ces méthodes de simulation de l'optique de Fourier pour des longueurs d'onde dont la dimension est comparable à celle des optiques ou des objets à imager, nous avons mis en évidence les interférences induites par l'objectif à 0,835 THz et par un bord droit métallique à 2,5 THz. En comparant les résultats d'imagerie avec les résultats de simulation, nous avons pu conclure que ces méthodes de calculs permettaient une bonne prédiction des effets interférentiels dans le domaine terahertz.

Dans la dernière partie, nous avons pu limiter, dans certains cas, l'apparition de ces interférences pour produire, avec l'utilisation de l'objectif, un éclairage le plus uniforme possible. L'idée de base consiste en une variation rapide dans le temps de ces figures d'interférences sur le capteur. Le calcul de la réponse d'un microbolomètre à une puissance optique variable a permis de démontrer la possibilité d'obtenir un éclairage moyen. Pour faire varier ces figures d'interférences, nous avons expérimenté deux approches, la variation rapide de longueur d'onde (ou de fréquence) de la source électronique, et la variation de chemin optique des rayons pour les sources QCLs. La simulation Zemax et l'expérience ont montré que la variation de fréquence de la source électronique n'était pas assez importante pour rendre l'éclairage suffisamment homogène. En revanche, pour la source à 2,5 THz, l'insertion dans le système d'un homogénéiseur a permis d'obtenir un éclairage dépourvu des interférences en forme d'anneaux. De plus, avec une puissance de source d'environ 3 mW, la dynamique de contraste est comprise entre 20 et 30 dB sur la quasi-totalité du capteur. Pour la source à 3,78 THz en revanche, il n'est pas possible d'éclairer toute la zone du plan objet en une seule acquisition, en raison de sa puissance limitée. Nous avons donc été contraints à éclairer le capteur de façon séquentielle grâce à un double miroir galvanomètre inséré dans le système optique. Cela a permis non seulement, un éclairage plus homogène mais aussi la possibilité de contrôler la forme du faisceau pour limiter la zone d'éclairage et ainsi garder un RSB suffisant lorsque la source est de faible puissance. Nous avons démontré qu'avec une modulation sinusoïdale de $\pm 0,5^\circ$ à 25 et 125 Hz, sur les angles des miroirs du galvanomètre, l'éclairage d'une zone du capteur dont le centre est commandé par un offset sur ces angles permet d'obtenir un RSB d'environ 10dB sur un carré de $1,5 \times 1,5 \text{ mm}^2$ au plan objet avec une puissance de moins de 50 μW . C'est grâce à 1000 simulations POP et PSF commandées par un code Matlab® qu'il a été possible de prévoir la forme de l'éclairage de cette zone. En changeant l'offset sur les deux miroirs, la quasi-totalité du capteur est « scannée » en moins de 30 secondes. Grâce à cette technique hybride, entre imagerie point par point et imagerie plein champ, il est possible d'augmenter la dynamique de contraste de l'imageur au détriment de la vitesse d'acquisition lorsque la source est plus puissante. Avec la source de 3 mW à 2,5 THz par exemple, on peut imaginer rivaliser avec le RSB d'un imageur point par point (70 dB) tout en gardant un temps d'acquisition raisonnable de quelques secondes.

Chapitre 3 : Imagerie terahertz 2D et 3D pour le CND

Dans ce chapitre, les imageurs décrits précédemment vont être exploités pour obtenir des images d'objets opaques à la lumière plus rapidement qu'en imagerie point par point ; nous présenterons une comparaison des performances des deux techniques d'imagerie par leur résolution optique et leur temps d'acquisition. Nous exposerons les reconstructions 3D par tomographie à partir d'images obtenues par l'imageur plein champ et l'imageur hybride. Une méthode complémentaire sera appliquée pour la première fois à l'imagerie terahertz pour reconstruire des objets en 3D

3.1 Performances des imageurs

Les performances des imageurs point par point en termes de résolution optique et de rapport signal sur bruit constituent la référence pour l'imagerie de 0,1 à 4 THz. Les longueurs d'onde mises en jeu étant souvent du même ordre de grandeur que la taille des objets à imager, celle du faisceau focalisé doit être la plus petite possible, proche de la limite de diffraction. Pour une même ouverture $f/\#$, des images obtenues à 4 THz seront 40 fois plus résolues que des images à 0,1 THz. Dans un imageur plein champ, l'objectif joue un rôle essentiel dans la résolution optique des images ; c'est la PSF de l'objectif qui définit le pouvoir de résolution. Contrairement à l'imageur point par point, la PSF peut être différente d'une zone de l'image à l'autre du fait des aberrations géométriques, comme les aberrations sphériques ou de coma. Un autre type d'aberration pouvant nuire à la représentation fidèle des images est la distorsion. Celle-ci n'est pas liée à une PSF dégradée car l'image est nette partout ; en revanche l'image est déformée en forme de coussinet ou en forme de barillet.

Mais le choix de la fréquence d'imagerie ne se fait pas seulement en fonction du pouvoir de résolution car il existe un compromis entre résolution optique et pouvoir de pénétration. De manière générale, le coefficient d'absorption d'un matériau donné augmente avec la fréquence dans la gamme terahertz. Ainsi, pour garder un RSB supérieur à 1, l'épaisseur maximale de l'objet qu'il est possible de traverser diminue avec la fréquence. De plus, nous avons montré précédemment que le RSB d'un imageur plein champ pouvait atteindre celui d'un imageur point par point si on limitait la taille de l'objet à imager. Dans ce paragraphe, nous allons, tout d'abord, estimer les propriétés diélectriques de matériaux transparents grâce au spectromètre dans le domaine temporel TPS 3000. Une étude de la résolution optique des imageurs plein champ à 2,5 THz et 3,78 THz sera ensuite réalisée. Enfin, nous verrons comment mesurer expérimentalement la distorsion induite par une utilisation non optimale de l'objectif, et comment la corriger.

3.1.1 Quels matériaux pour l'imagerie terahertz

Tous les matériaux ne sont pas adaptés à l'imagerie terahertz ; les matériaux conducteurs comme les métaux, ou ceux présentant des structures moléculaires polaires, comme l'eau liquide, ont un coefficient d'absorption très élevé [120]. Par contre, les matériaux diélectriques peuvent s'avérer transparents pour une gamme de fréquence déterminée et sont particulièrement adaptés pour l'imagerie terahertz [121], notamment les matériaux destinés à la fabrication additive (impression 3D ou AM pour *Additive Manufacturing*) [122]

Avec un spectromètre terahertz TDS, l'obtention d'un signal temporel, proportionnel à la valeur du champ électrique de l'onde, permet de calculer la transmittance $T(\omega)$ du matériau après une transformée de Fourier rapide (FFT). Comme décrit dans le chapitre 1.1.2, deux mesures sont réalisées : une première mesure sans échantillon, contenant une impulsion d'environ une picoseconde ; elle constitue une référence, puis une deuxième mesure avec l'échantillon. Cette dernière contient généralement une impulsion atténuée par rapport à la référence et retardée dans le temps. Ce décalage dans le temps est lié à un indice $n(\omega)$ du matériau plus grand que celui de l'air et donc à une vitesse de propagation plus faible. L'atténuation est due à la fois à l'absorption dans le matériau mais aussi aux pertes par des réflexions à l'interface entre l'air et l'échantillon dont les indices sont différents. L'absorption se caractérise par son coefficient d'extinction $\kappa(\omega)$ qui est relié au coefficient d'absorption par l'équation :

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi\kappa(\omega)}{\lambda} \quad (3.1)$$

L'indice complexe $\hat{n}(\omega)$ qui contient l'information n et κ est donné par :

$$\hat{n}(\omega) = n(\omega) - i\kappa(\omega) \quad (3.2)$$

Le calcul des coefficients de transmission aux interfaces en fonction des indices complexes des deux matériaux est donné en Eq (1.6). Dans notre cas, on considère un angle d'incidence normal à l'interface entre l'air et un échantillon à faces parallèles ($\theta = 0$). De plus, il est possible que le signal temporel contienne d'autres impulsions qui sont dues aux multiples réflexions à l'interface air-échantillon (Figure 1-3).

Le rapport de la FFT du signal avec échantillon par la FFT du signal de référence donne une valeur expérimentale de la transmittance. Avec le modèle théorique de transmittance, fonction des indices complexes $\hat{n}$ et $\hat{n}_{air} = 1$ et de l'épaisseur de matériau traversée, il est possible d'estimer la valeur expérimentale de $\hat{n}$ en fonction de la fréquence F . Si l'on tient compte des M réflexions aux interfaces air-échantillon de coefficient r_{a-e} et r_{e-a} , la transmittance totale théorique s'écrit :

$$T(F) = \frac{4\hat{n}}{(1 + \hat{n})^2} e^{\frac{2i\pi F d(\hat{n}(F)-1)}{c}} \left(1 + \sum_{m=1}^M \left(r_{a-e} r_{e-a} e^{-\frac{4i\pi F d \hat{n}(F)}{c}} \right)^m \right) \quad (3.3)$$

Pour simplifier les calculs, les échos éventuels dus aux multiples réflexions que l'on peut rencontrer dans les signaux ne sont pas pris en compte. Grâce à un fenêtrage temporel, seul le pic principal est conservé ; l'épaisseur de l'échantillon est considérée comme suffisamment grande (> 1 mm), pour que les deux premiers pics soient séparés dans le temps sans avoir à recourir à des méthodes de traitement du signal (déconvolution). La somme dans l'équation (3.3) n'est donc pas prise en compte dans les calculs qui suivent.

L'estimation de $\hat{n}(\omega)$ à partir de la transmittance expérimentale est décrite dans [15]. C'est une méthode de calcul itératif visant à minimiser l'erreur δ entre la transmittance théorique $T_{th}(\omega)$ et la transmittance

expérimentale $T_{exp}(\omega)$:

$$\delta(n(\omega), \kappa(\omega)) = \left(\ln(|T_{th}(\omega)|) - \ln(|T_{exp}(\omega)|) \right)^2 + \left(\arg(T_{th}(\omega)) - \arg(T_{exp}(\omega)) \right)^2 \quad (3.4)$$

Dans notre cas, la transmittance théorique pour la première itération peut être évaluée à partir de l'indice estimé $n_{t=0}(\omega)$; considérant en première approximation des coefficients de transmission t_{a-e} et t_{e-a} et des indices réels :

$$n_{t=0}(\omega) = n_{air}(\omega) + \text{abs} \left(\arg(T_{exp}(\omega)) * \frac{c}{d\omega} \right) \quad (3.5)$$

La mesure du signal terahertz transmis est réalisée à l'aide du spectromètre Teraview TPS 3000 (Figure 3-1 (a)). Ce spectromètre commercial permet l'obtention d'un signal en moins de 10 ms avec un RSB de plus de 40 dB sur une fenêtre temporelle de 45 ps et avec une résolution fréquentielle de 22 GHz. Il est composé d'un laser impulsif femtoseconde (durée d'impulsion d'environ 100 fs) avec une cadence de répétition de 80 MHz et d'un couple émetteurs/détecteurs d'antennes photoconductrices. Il est muni d'une chambre d'expérience d'environ 8 litres de volume que l'on peut saturer en azote gazeux pour limiter l'absorption par la vapeur d'eau dans l'atmosphère (Figure 3-1 (b)).

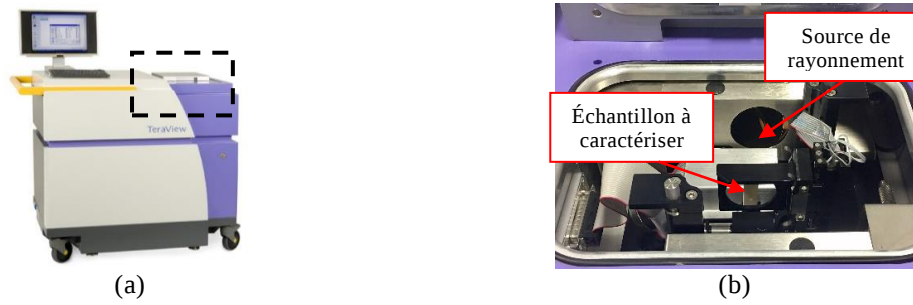


Figure 3-1 : (a) Photo du spectromètre terahertz Teraview TPS 3000 (b) Photo de la chambre d'expérience avec un air riche en azote pour limiter les effets de l'eau sur le signal temporel

Avec une configuration en transmission, nous avons mesuré le signal transmis par les différents matériaux. La Figure 3-2 (a) présente deux signaux temporels transmis, le premier dans l'air sec, qui constitue la référence, le deuxième avec un échantillon d'épaisseur connue du matériau à caractériser, ici du polyétheréthercétone (PEEK) de 8 mm d'épaisseur. On peut distinguer le décalage dans le temps d'environ 21 ps et l'atténuation du pic, synonyme de différence d'indice optique avec l'air et d'absorption par l'objet.

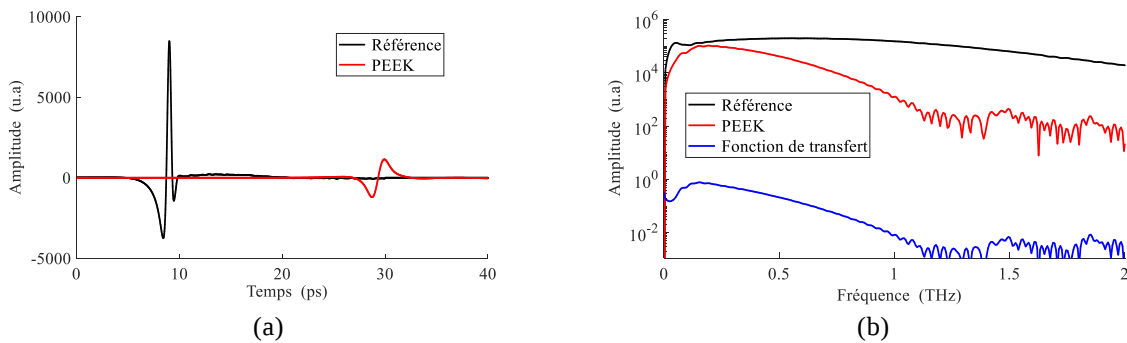


Figure 3-2 : (a) Signal temporel transmis sans et avec échantillon (b) Spectre en transmission dans l'air, avec échantillon et rapport des spectres en amplitude et en phase.

En Figure 3-2 (b), le rapport des FFT de ces signaux donne le spectre en transmission sur une gamme de fréquence de 0.1 à 4 THz, permettant une évaluation des propriétés diélectriques de différents matériaux.

Le PEEK est un thermoplastique semi-cristallin reconnu pour sa résistance mécanique, chimique, thermique, sa résistance aux rayons ionisants et sa biocompatibilité [123]. Il résiste à des températures de plus de 200°C. Il est très utilisé comme gaine pour les câbles dans l'aéronautique, l'automobile et les télécommunications [124] mais aussi dans le domaine médical comme implant [125]. Il est aussi très bien adapté à l'impression 3D notamment avec la technique de dépôt de fil en fusion (*Filament-based extrusion*) [126].

L'alumine est un matériau céramique obtenu à partir d'oxyde d'aluminium (Al_2O_3). Il est inoxydable, isolant, résistant à la chaleur et à l'usure [127]. La fabrication additive avec ce type de matériau est possible avec la technique de stéréolithographie laser (SLA). C'est au départ une pâte constituée d'un mélange de céramique et de résine qui est imprimée couche par couche puis auquel on fait subir un traitement thermique de déliantage et de frittage pour éliminer la résine et densifier la céramique.

Le polytétrafluoroéthylène (PTFE), ou Téflon est un matériau polymère semi-cristallin utilisé pour fabriquer des lentilles terahertz par exemple. Il est très utilisé dans l'industrie pour sa forte résistance chimique et sa très faible adhérence.

Le polyuréthane expansé a l'aspect d'une mousse et est principalement constitué d'air, avec une masse volumique d'environ 40 kg/m³. Il est très utilisé pour l'isolation thermique des bâtiments.

À partir de la mesure en transmission d'objets d'épaisseur connue, nous avons pu évaluer l'indice et le coefficient d'absorption de ces quatre matériaux diélectriques (Figure 3-3).

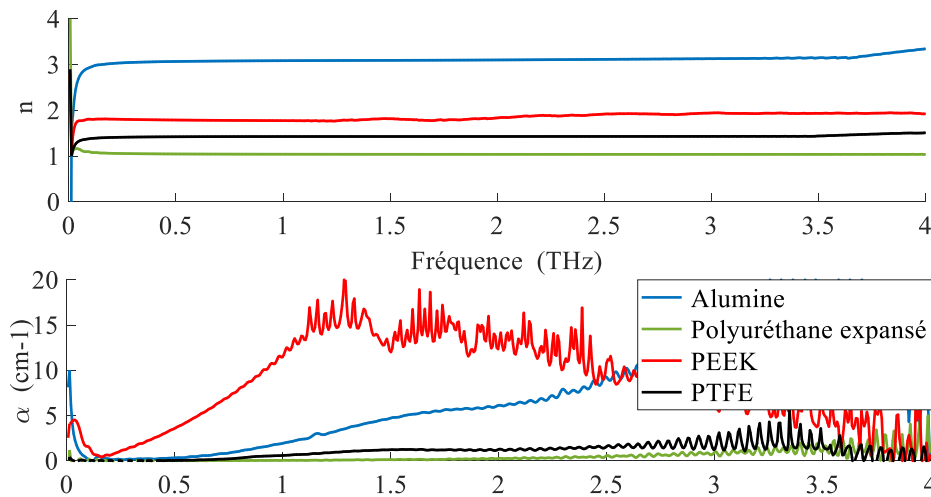


Figure 3-3 : Estimation de l'indice et du coefficient d'absorption de quatre matériaux diélectriques pour l'imagerie terahertz

On remarque que l'indice optique ne varie que très peu sur la bande de 0 à 4 THz. Il est intéressant de constater que la mousse polyuréthane a un indice très proche de celui de l'air ($n_{\text{mousse}} = 1,02$), et une absorption très faible, c'est donc un matériau très adapté à l'imagerie terahertz jusqu'à plus de 3 THz. On constate que de manière générale, le coefficient d'absorption augmente avec la fréquence terahertz ; pour des matériaux comme le PEEK, l'absorption augmente très rapidement jusqu'à atteindre une valeur trop importante (15 cm^{-1} à 1,2 THz) pour être mesurée par le spectromètre. Au-delà de 2,5 THz, le RSB du

spectromètre n'est pas suffisant pour estimer le coefficient d'absorption des trois autres matériaux.

Fréquence (THz)		PEEK	Alumine Al ₂ O ₃	PTFE	Polyuréthane expansé
0,286	$\alpha \text{ cm}^{-1}$	1,45	< 0,1	< 0,1	< 0,5
0,835		8,8	1,3	0,4	
2,5		> 50	10	1,7	0,6
3,78			>20	<5	<5
Indice moyen n		1,8	3	1,43	1,04

Tableau 3-1 : Récapitulatif des indices moyens et coefficients d'absorption des quatre matériaux aux fréquences 0,287 ; 0,835 et 2,5 THz

La dynamique de contraste après traversée de l'onde terahertz dans cet objet doit être suffisante pour révéler un éventuel défaut invisible optiquement. En négligeant les pertes par réflexion, on peut calculer le rapport signal sur bruit de détection du rayonnement terahertz après traversée dans l'objet en fonction de son épaisseur pour plusieurs fréquences. On considère, quelle que soit la fréquence, un rapport signal sur bruit RSB_0 du système de 1000 lorsqu'il n'y a pas d'objet à imager. Dans le Tableau 3-1, les coefficients d'absorption en cm^{-1} sont donnés pour les cinq matériaux aux quatre fréquences des imageurs disponibles. Le rapport signal sur bruit du système d'imagerie après passage dans un objet d'épaisseur d et de coefficient d'absorption α est donnée par :

$$RSB = RSB_0 * e^{-\alpha d} \quad (3.6)$$

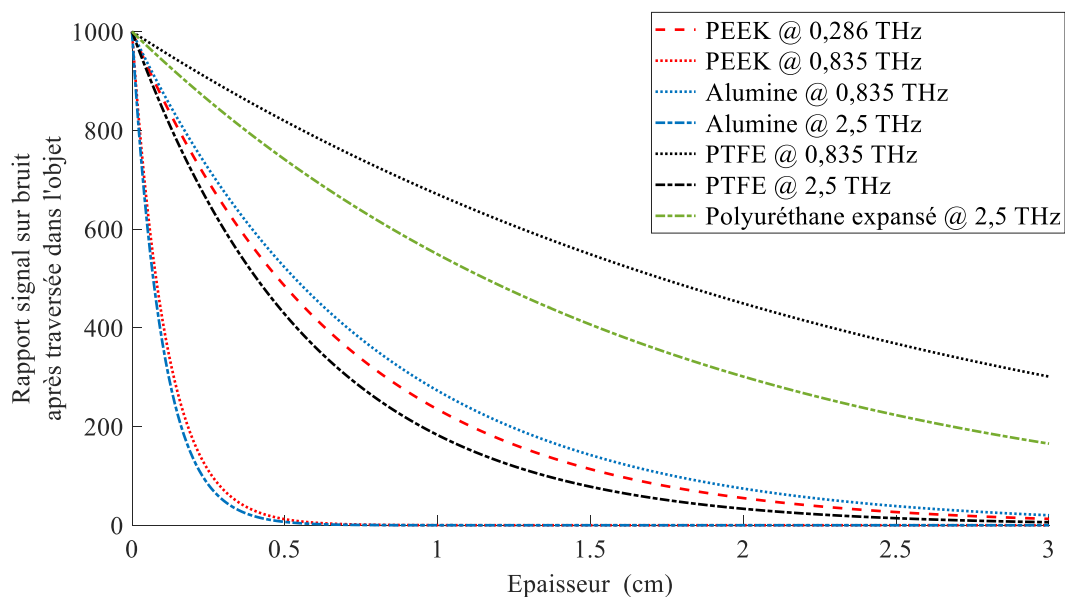


Figure 3-4 : Décroissance du rapport signal sur bruit du système d'imagerie après traversée de l'onde terahertz dans l'objet en fonction de son épaisseur

En Figure 3-4 est présentée une estimation de l'évolution du rapport signal sur bruit du système d'imagerie après traversée de l'onde dans l'objet à imager en fonction de son épaisseur pour les matériaux sélectionnés et aux fréquences de 0,286, 0,835 et 2,5 THz.

On constate, par exemple, qu'un objet fabriqué avec du PEEK, de 10 mm d'épaisseur pourra être imagé à 0,286 THz tout en gardant une dynamique de contraste avec un RSB de plus de 100. D'un autre côté,

l'épaisseur d'un objet en alumine ne pourra excéder 2,5 mm pour être imagé à 2,5 THz et garder un RSB de 100. On constate ici les possibilités d'imager en transmission dans la gamme terahertz des objets en fonction de leur épaisseur et des matériaux qui les composent. La mesure des coefficients d'absorption à 3,78 THz avec le spectromètre pour les 3 derniers matériaux n'étant pas assez fiables, il n'est pas possible de représenter le RSB à cette fréquence sur la Figure 3-4. Néanmoins, ces objets présentent une transparence à 3,78 THz et nous verrons qu'il est possible de révéler certains détails avec l'imagerie en transmission.

Dans le chapitre précédent, nous avons mis en évidence les performances des imageurs terahertz de par leur vitesse d'acquisition et leur RSB maximal disponible avec ce que l'on a appelé « reconstruction rapide d'image en régime terahertz ». Cette étude est à mettre en lien avec la décroissance du RSB obtenu après traversée de l'OAI en fonction de la fréquence, car le choix d'une fréquence d'imagerie pour un type de matériau est crucial. En effet, on peut vouloir diminuer la longueur d'onde pour améliorer la résolution optique, au prix d'une absorption dans le matériau plus importante. Pour obtenir la même dynamique de contraste, un coefficient d'absorption deux fois plus grand nécessitera un système d'imagerie dont le RSB maximal disponible est multiplié par $e^2 \simeq 7,4$. Avec les techniques d'imagerie actuelles, l'augmentation du RSB peut être réalisée soit par une source plus puissante, soit par un capteur plus sensible. Or, nous travaillons avec des équipements dont les performances ont atteint leurs limites, et un facteur de 7 sur la puissance de la source ou le MDP du capteur n'est pas possible à l'heure actuelle sur ce type d'équipement compact. La reconstruction rapide d'image peut être utilisée pour augmenter le RSB en réduisant la zone à imager au prix de la vitesse d'acquisition. Intéressons-nous maintenant à la résolution optique des imageurs plein champ à 2,5 THz et 3,78 THz.

3.1.2 Résolution optique des imageurs

Un des critères expérimentaux de mesure de la résolution d'un système d'imagerie est celui donné par la mire « 1951 USAF resolution test chart » (Figure 3-5 (a)). Cette mire est composée de plusieurs groupes de lignes transparentes et réfléchissantes de différentes épaisseurs, chacun de ces groupes correspondant à une fréquence spatiale en paire de ligne par millimètre (pl/mm) Figure 3-5 (b).

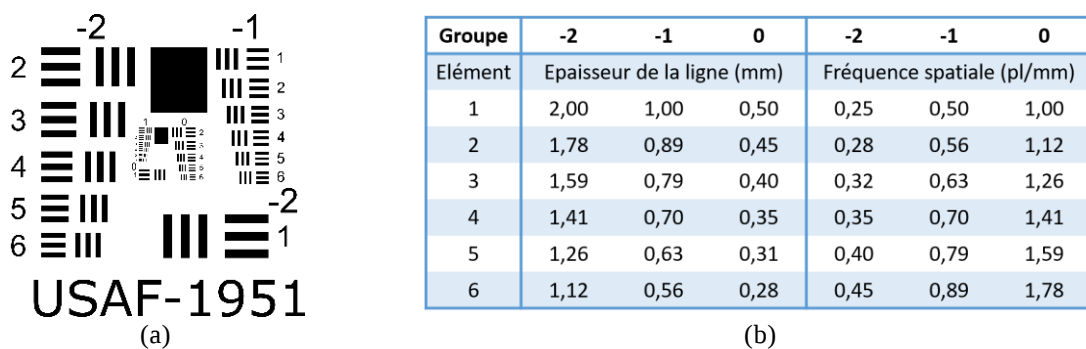


Figure 3-5 : Mire de résolution « 1951 USAF resolution test chart » pour un système d'imagerie THz

À partir du profil en intensité de l'image des lignes horizontales ou verticales, le calcul donné en équation (3.7) permet d'évaluer un contraste compris entre 0 et 1 :

$$Contraste = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (3.7)$$

La limite expérimentale de résolution du système d'imagerie sera donnée par la plus grande fréquence spatiale pour laquelle le contraste est supérieur à 0,5. La résolution est donnée en paires de lignes (une transparente et une réfléchissante) par millimètre (pl/mm) ou en épaisseur de la ligne correspondante.

La mire, habituellement réalisée en verre transparent pour l'optique, est ici faite en matériau polymère pour sa transparence au rayonnement terahertz. Les images des mires peuvent être réalisées soit en transmission, soit en réflexion, mais l'augmentation importante de l'absorption avec la fréquence présentée au paragraphe 3.1.1 nous impose de réaliser ces images en réflexion.

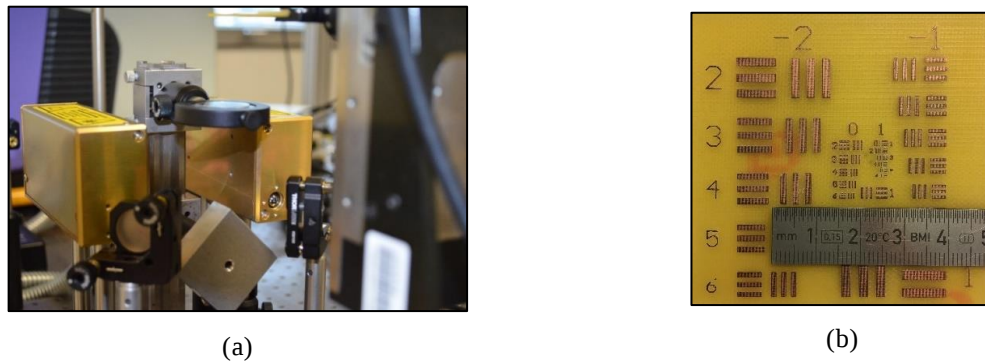


Figure 3-6 : (a) Spectromètre TDS Terapulse 4000 en configuration réflexion pour l'imagerie point par point (b) Mire pour la mesure de résolution optique

Nous avons adapté le spectromètre Terapulse 4000, commercialisé par la société Teraview (Figure 3-6 (a)) pour obtenir des images point par point en réflexion d'une mire (Figure 3-6 (b)) sur une plage de fréquence de 0,1 à 4 THz. L'imageur est composé d'une tête pour l'émission et d'une autre pour la détection, connectées au laser par des fibres optiques, permettant un alignement aisé. Une lentille de 50 mm de focale et 38 mm de diamètre est utilisée pour focaliser le faisceau incident et collimater le faisceau réfléchi ; l'angle d'incidence du faisceau sur l'objet est de moins de 5°.

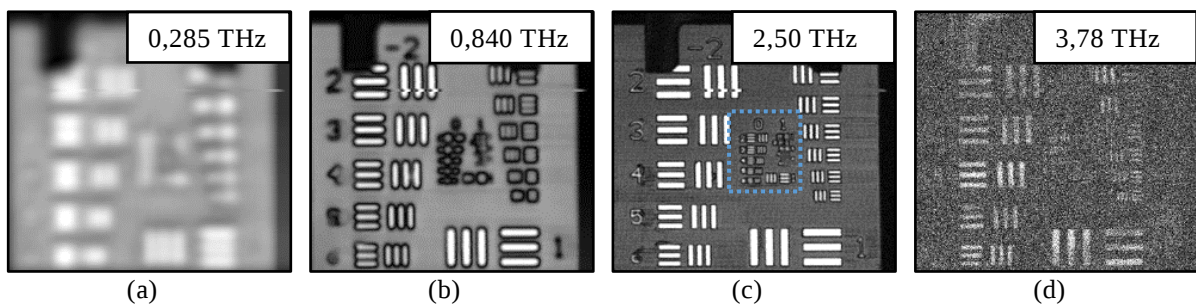


Figure 3-7 : Images aux quatre fréquences de la mire obtenues avec le système point par point TDS en réflexion (a) 0,285 THz (b) 0,84 THz (c) 2,50 THz (d) 3,78 THz

Avec une fenêtre temporelle de 33 ps discrétisée en 4096 points sur une zone imagée de 70*70 mm² discrétisée en 350*350 pixels (pas en x et y de 0,2 mm), l'acquisition des 501 760 000 points (~ 1,9 Go de données) a duré plus de 20 heures. La FFT est réalisée sur 8192 points (zeros padding) pour tous les pixels et permet d'imager sur une gamme de fréquence de 0,1 à 4 THz avec une résolution fréquentielle de 15 GHz.

Dans la Figure 3-7, les images de la mire pour quatre fréquences sont présentées. La résolution optique peut être estimée pour les fréquences de 0,84 THz et 2,5 THz. Les images aux autres fréquences ne permettent pas d'évaluer la résolution optique ; à 0,285 THz, les détails sont trop petits pour être résolus spatialement ;

à 3,78 THz le RSB est bien trop faible.

Comparons les performances de résolution avec l'imageur plein champ à 2,5 THz, toujours en mode réflexion. Muni de l'objectif conçu par i2s, la résolution numérique de l'image plein champ est aussi de 0,2 mm au plan objet. L'angle de réflexion entre l'axe du miroir parabolique et l'axe optique de l'objectif est choisi le plus faible possible ($\approx 20^\circ$) pour limiter les aberrations géométriques et l'imagerie hors plan focal.

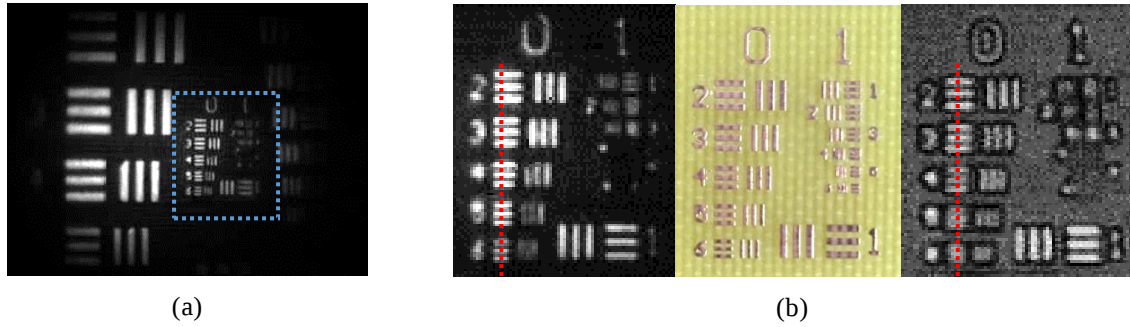


Figure 3-8 : (a) Schéma du banc d'imagerie à 2,5 THz en réflexion (b) Image plein champ obtenue en 0,04 secondes (c) Zoom numérique sur le groupe 0 et 1 : image plein champ (à gauche), photo optique (au centre), image point par point TDS (à droite)

L'image de la mire en réflexion en Figure 3-8 (a) obtenue en 40 ms avec le système optique plein champ à 2,5 THz n'est pas complète. En effet, l'angle entre le plan de la mire et celui du plan objet de l'objectif induit une inclinaison de l'image. Avec un grandissement qui dépend fortement de la distance objet-objectif, tout le plan de surface $64 \times 48 \text{ mm}^2$ ne peut-être imagé en une seule fois dans cette configuration ; une étude expérimentale visant à évaluer la profondeur de champ de l'objectif à 2,5 THz est donnée en Annexe I. Néanmoins, un zoom numérique en Figure 3-8 (b) sur les éléments du groupe 0 de la mire permet de constater une qualité d'image plein champ (à gauche) supérieure à celle obtenue point par point (à droite). Les profils verticaux normalisés des éléments 2, 3, 4, 5 et 6 du groupe 0, obtenus à partir des images plein champ et point par point de la Figure 3-8 (b) sont présentés en Figure 3-9 (a).

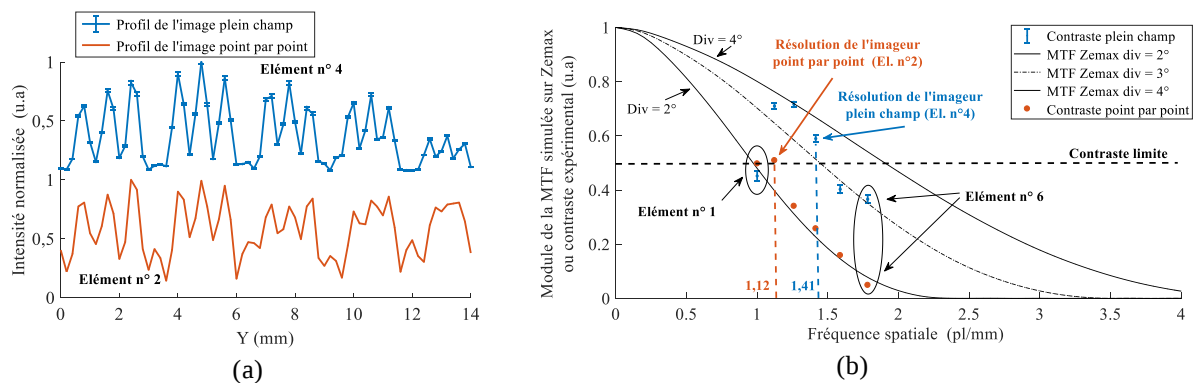


Figure 3-9 : (a) Profils verticaux des éléments 2, 3, 4, 5 et 6 groupe 0 des images point par point et des images plein champ (d) Comparaison du module de la MTF théorique de l'objectif pour 3 angles de divergence (2° , 3° et 4°) au point source de coordonnées (0,0), avec le contraste obtenu par les deux types d'images du groupe 0 (éléments horizontaux et verticaux 1, 2, 3, 4, 5 et 6)

Avec l'équation (3.7), nous avons calculé le contraste de chacun des éléments du groupe 0, et reporté

leur valeur sur l'évolution du module de la fonction de transfert de modulation simulée avec Zemax en fonction de la fréquence spatiale (Figure 3-9 (b)). On constate que la limite de résolution verticale (contraste $> 0,5$) de l'image plein champ est une ligne d'épaisseur $355 \mu\text{m}$ soit $1,41 \text{ pl/mm}$ (élément 4) et celle de l'image point par point une ligne d'épaisseur $446 \mu\text{m}$ soit $1,12 \text{ pl/mm}$. Cette différence est due à l'ouverture du système d'imagerie qui n'est pas la même entre les deux imageurs.

Le pouvoir de résolution étant fortement dépendant de l'ouverture du faisceau au plan objet, la MTF est calculée pour 3 ouvertures différentes, (demi-angle de cône d'ouverture de 4° , 5° et 6°). En raison de cette configuration en réflexion avec un angle non nul, l'éclairage, très différent d'un point de l'objet à un autre peut expliquer ces importantes variations de contraste.

Concernant l'imageur hybride à $3,78 \text{ THz}$, le pas de $0,2 \text{ mm}$ entre deux pixels au plan objet de l'objectif devient grand au regard de la longueur d'onde de $0,079 \text{ mm}$. Pour exploiter au maximum le pouvoir de résolution du rayonnement à $3,78 \text{ THz}$, un objectif de grandissement $\frac{1}{2}$ composé de deux lentilles silicium de 50 mm de focale et 25 mm de diamètre est utilisé. La conception ainsi que l'analyse sur Zemax de cet objectif nommé « objectif $\frac{1}{2}$ » sont renseignées en Annexe III. Nous allons comparer les images de la mire obtenues à $3,78 \text{ THz}$ avec les deux objectifs. Pour différencier les deux objectifs, nous appellerons désormais l'objectif optimisé pour $2,5 \text{ THz}$, « objectif $\frac{1}{4}$ ».

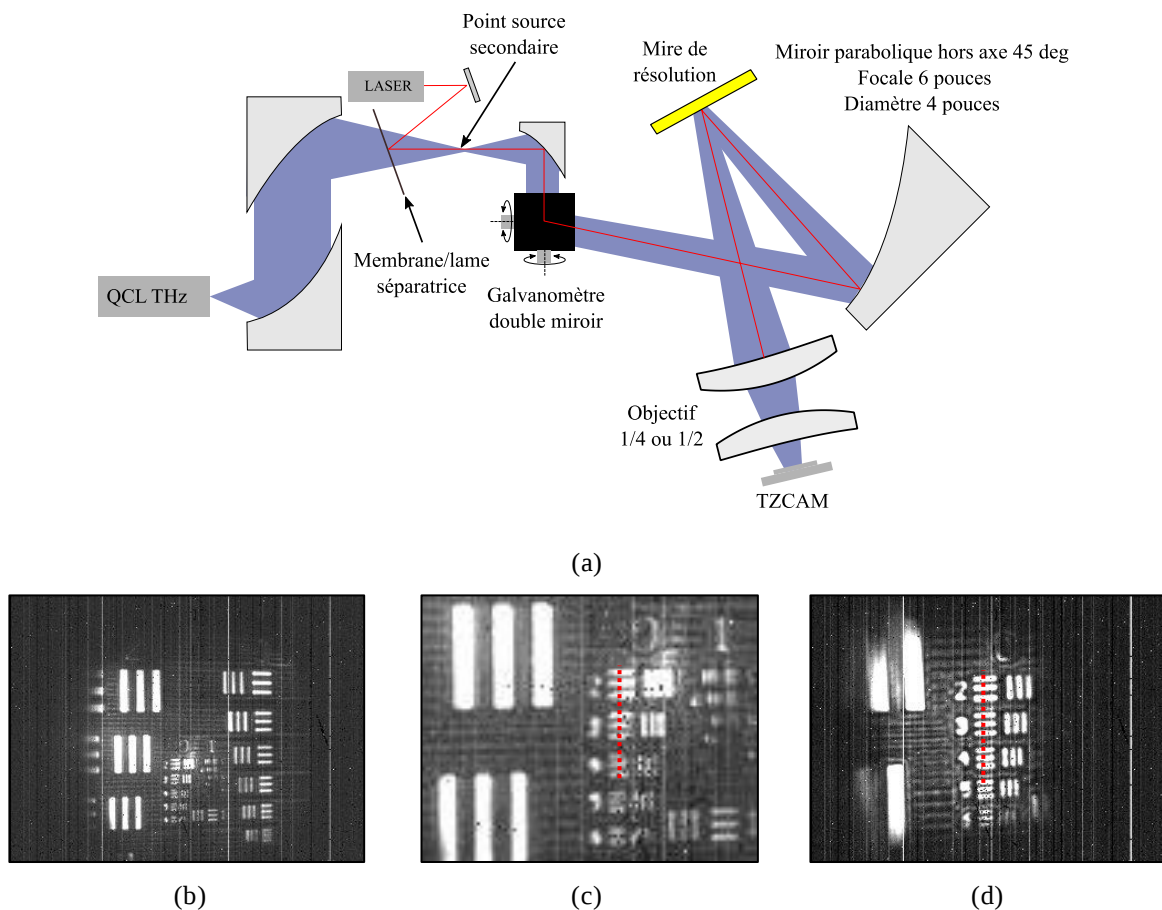


Figure 3-10 : (a) Schéma du système optique hybride à $3,78 \text{ THz}$ en réflexion (b) Image à $3,78 \text{ THz}$ de la mire obtenue en 32s avec l'objectif optimisé (c) Zoom numérique*3 (à gauche), image optique avec microscope binoculaire (au centre), image avec deux lentilles de 50 mm de focale comme objectif

La technique de scan rapide exposée paragraphe 2.4.4 est exploitée pour imager la mire en réflexion à 3,78 THz. La variation sinusoïdale à la fréquence de 125 et 25 Hz avec une amplitude de $\pm 0,5^\circ$ sur les angles des deux miroirs du galvanomètre est répétée en 32 points du capteur pour couvrir une zone d'environ $40 \times 40 \text{ mm}^2$ de la mire. La somme de ces 32 images obtenues en 32 secondes avec l'objectif $\frac{1}{4}$ est affichée en Figure 3-10 (b). Un zoom numérique de l'image obtenue est affiché Figure 3-10 (c), et comparé à l'image obtenue en remplaçant l'objectif $\frac{1}{4}$ par l'objectif $\frac{1}{2}$ (d). On constate que le zoom « optique » permet d'augmenter la résolution finale.

En Figure 3-11 (a), les profils verticaux, obtenus avec les deux objectifs des éléments 2, 3 et 4 du groupe 0 montrent que l'augmentation du grandissement par un facteur 2 suffit à améliorer la résolution finale. En Figure 3-11 (b), nous avons comparé le contraste des profils verticaux et horizontaux des éléments 2, 3, 4, 5 et 6 groupe 0 de la mire avec le module de la MTF calculée sur Zemax au point de coordonnées (0,0). La résolution expérimentale maximale obtenue avec l'objectif $\frac{1}{2}$ est de 0,280 mm soit 1,78 pl/mm. On peut constater de meilleurs contrastes sur les groupes de lignes verticales que sur les groupes de lignes horizontales en raison d'un éclairage plus important au centre de l'image. Là encore, le module de la MTF est calculé pour 3 angles de divergence au plan objet ; de 3° jusqu'au demi-angle maximal d'ouverture de l'objectif d'environ 7° . Enfin, on constate qu'il est théoriquement possible d'atteindre un contraste de 0,66 à 4 pl/mm (soit une épaisseur de ligne de 125 μm) avec l'objectif $\frac{1}{4}$ et une divergence de 10° au plan objet si la résolution numérique n'était pas limitante (pas entre pixel au plan objet de 0,2 mm).

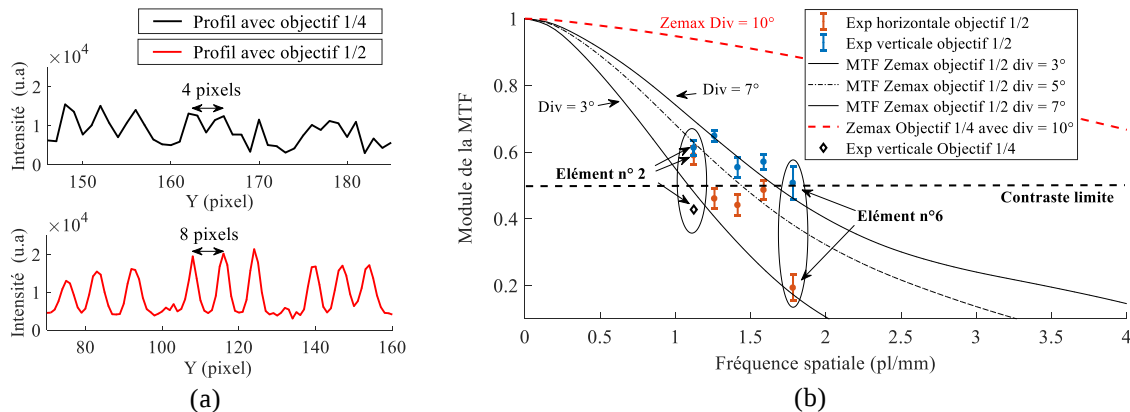


Figure 3-11 : (a) Comparaison des profils verticaux des éléments 2, 3 et 4 du groupe 0 de la mire imagée avec l'objectif $\frac{1}{4}$ et l'objectif $\frac{1}{2}$ (b) Comparaison du module de la MTF théorique de l'objectif $\frac{1}{2}$ pour 5 angles de divergence ($3^\circ, 4^\circ, 5^\circ, 6^\circ$ et 7°) au point source de coordonnées (0,0), avec le contraste obtenu par l'image du groupe 0 (éléments horizontaux et verticaux 2,3,4,5 et 6).

Nous avons montré que la résolution optique de l'imageur plein champ pouvait égaler voire surpasser celle obtenue par imagerie point par point (2,5 THz). De plus, la conception d'un nouvel objectif plus adapté à l'imagerie à 3,78 THz qu'à 2,5 THz a permis d'augmenter la résolution d'un imageur dont le contraste est limité par la faible puissance de la source.

L'imagerie en réflexion a révélé certaines aberrations sur l'image, notamment lorsque les parties de l'objet se trouvent en dehors du plan objet de l'objectif, en raison de l'angle imposé par l'encombrement des optiques. En mode transmission, l'image d'une partie d'un objet en dehors du plan focal peut présenter des aberrations, notamment lorsque l'OAI est d'épaisseur plus grande que la zone de Rayleigh de l'objectif. Dans

le chapitre suivant, nous allons tenter d'évaluer puis de corriger la distorsion que l'on peut rencontrer dans un mode dégradé de l'utilisation de l'objectif.

3.1.3 Évaluation et correction de la distorsion d'un système d'imagerie terahertz

Nous avons analysé, sur Zemax, les deux aberrations géométriques de l'objectif $\frac{1}{4}$ que sont la distorsion et la courbure de champ. La Figure 3-12 (a) est le schéma optique de l'objectif éclairé par deux points sources, un situé au centre optique et un écarté de 24 mm du centre optique. Pour évaluer la distorsion radiale et la courbure champ, Zemax trace les rayons issus de plusieurs points sources au plan objet jusque sur le plan image. Dans le cas où il n'existe aucune distorsion (lentille mince), le point d'arrivée du rayon issu d'un point source écarté d'une distance r du centre optique est alors écarté d'une distance $G*r$, avec G le grandissement de l'objectif. Lorsque qu'il y a distorsion, la position du point arrivée varie de façon non linéaire avec la distance au centre optique. Comparée à une image qui serait produite par un système d'imagerie sans aucune distorsion, les coordonnées d'un point de l'image distordue (x' , y') sont données par :

$$\begin{aligned} x' &= x (1 + k_1 r^2 + k_2 r^4 + \dots) \\ y' &= y (1 + k_1 r^2 + k_2 r^4 + \dots) \end{aligned} \quad (3.8)$$

Avec x et y les coordonnées de ce même point de l'image non distordue et k_i les coefficients de distorsion [128]. Concernant la courbure de champ, Zemax trace là aussi les rayons provenant de plusieurs points sources au plan objet, puis cherche la position du meilleur point de focalisation autour du plan image. On constate sur la Figure 3-12 (b) que la courbure de champ maximale est d'environ 0,2 mm.

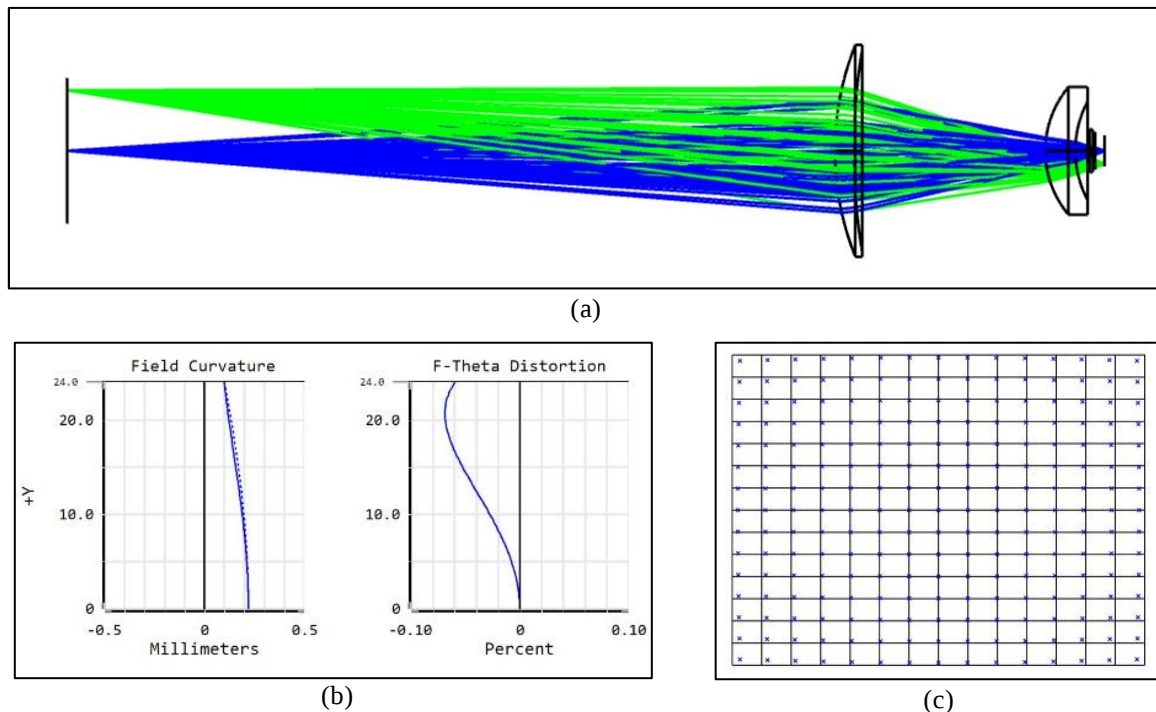


Figure 3-12 : (a) Schéma optique de l'objectif $\frac{1}{4}$ éclairé par deux points sources : au centre optique (en bleu) et écarté du centre selon Y de 24 mm (en vert) (b) Évolution de la courbure de champ et de la distorsion en fonction de Y (c) Représentation sur le plan image de 48*64 mm de la distorsion multipliée 40 fois

Pour la distorsion, on remarque qu'elle est négative, c'est-à-dire en forme de barillet. Cependant, elle reste négligeable puisque $|k| < 0,001$; la Figure 3-12 (c) permet de rendre compte du sens de la distorsion grâce à un facteur multiplicatif de 40. Cette distorsion, très faible lorsque l'objet est placé à la distance de travail optimale de 196 mm peut augmenter de façon importante lorsque des parties de l'objet sont trop éloignées de cette distance. Nous proposons d'estimer et de corriger la distorsion induite par une utilisation non optimale de l'objectif.

La distorsion d'une image peut être évaluée par comparaison avec un objet calibré, imagé par ce système optique. Pour évaluer et corriger la distorsion, un masque de dimension $60 \times 60 \text{ mm}^2$ et d'épaisseur 3 mm a été fabriqué par imprimante 3D au CEATech (Figure 3-13 (a)). Le matériau utilisé est une résine de coefficient d'absorption d'environ 2 cm^{-1} à 2,5 THz. Il est composé de plusieurs ouvertures de 2 mm de diamètre régulièrement espacés de 4 mm. Des ouvertures de diamètre plus grand au centre de la mire sont utilisées pour repérer le centre du masque et régler sa position au centre de l'axe optique.

Nous considérerons une distorsion quadratique avec $k_{i>1} = 0$. L'objet est placé à la distance de 230 mm et la distance entre l'objectif est réglée pour obtenir une image du masque nette au centre optique. La photo du montage optique est présentée en Figure 3-13 (b), il est composé, de la source à 2,5 THz, d'une lentille en PTFE $f/1$ de 50 mm de focale, de l'objectif $\frac{1}{4}$ et de la TZCAM.

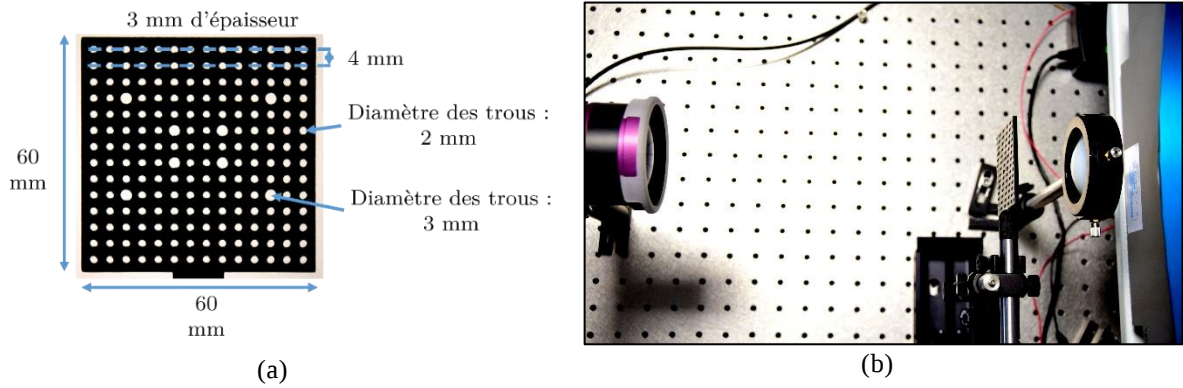


Figure 3-13 : (a) Masque d'évaluation de la distorsion du système d'imagerie (b) Photo du système d'imagerie composé de la source à 2,5 THz, d'une lentille en PTFE $f/1$ de 50 mm de focale, de l'objectif $\frac{1}{4}$ et de la TZCAM

La Figure 3-14 (a) est une superposition de l'image du masque placée à la distance de 230 mm avec une grille de référence qui révèle une distorsion en forme de coussinet. La grille est construite pour s'adapter aux trous du centre du masque. Le grandissement qui était de $\frac{1}{4}$ à la distance de travail optimale devient plus faible, $G_{\text{dégradé}} \approx 0,21$. Nous allons corriger cette distorsion par un traitement d'image grâce la fonction « lensdistort » de Matlab. Pour cela, l'inversion de l'équation (3.8) est réalisée après un changement des coordonnées cartésiennes de l'image vers des coordonnées polaires suivie d'une normalisation :

$$\hat{r}' = \frac{\sqrt{X'^2 + Y'^2}}{\sqrt{X'_{\text{max}}^2 + Y'_{\text{max}}^2}} \quad (3.9)$$

$$\hat{r} = \frac{\hat{r}'}{1 + k_1 \hat{r}'^2} \quad (3.10)$$

Ensuite, une interpolation polynomiale d'ordre trois de l'intensité de l'image est réalisée pour retrouver

une image non distordue en revenant dans la base cartésienne.

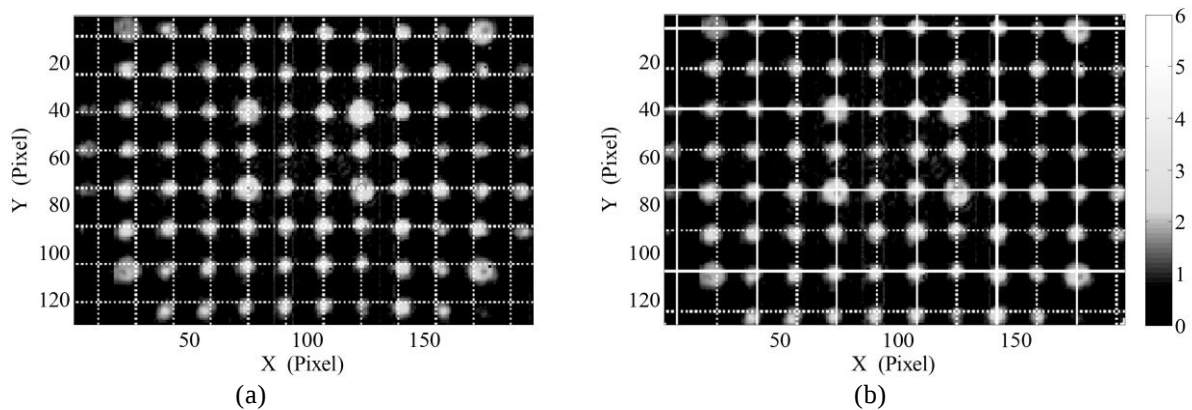


Figure 3-14 : (a) Superposition d'une grille sur l'image du masque obtenu par le système d'imagerie (b) Superposition d'une nouvelle grille de référence sur l'image obtenue après correction

En Figure 3-14 (b), la superposition d'une nouvelle grille de référence sur l'image corrigée permet de rendre compte de l'amélioration de l'image. Le coefficient k utilisé pour la correction d'image est de 0,07. Cette correction peut être utilisée pour retrouver une représentation non distordue d'un objet quelconque et ainsi améliorer le rendu. En Figure 3-15 (a) est présenté, un objet de forme rectangulaire en matériau PTFE et son image par le système. Si l'on compare l'image terahertz avant correction (a), on constate que les bords externes sont courbés. La même correction de distorsion apportée à cette image avec $k = 0,07$ permet de retrouver une meilleure représentation de cet objet avec des bords externes non courbés (Figure 3-15 (b)).

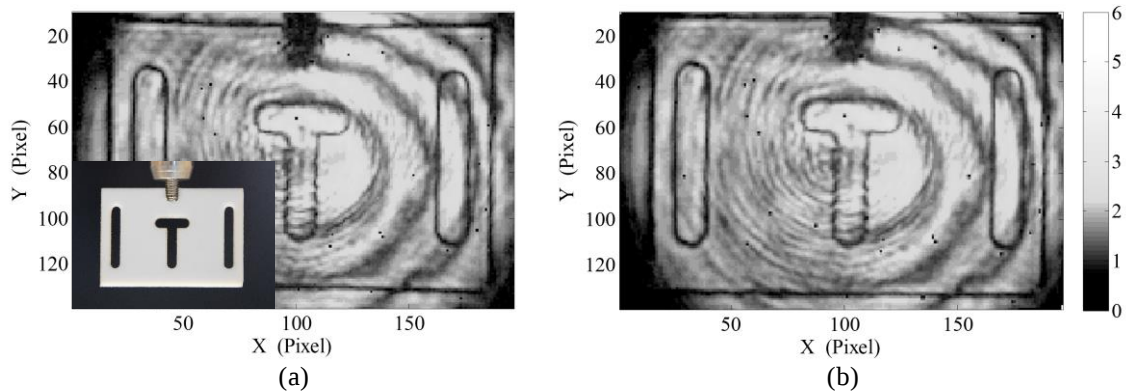


Figure 3-15 : (a) Photo de l'objet en PTFE de 3 mm d'épaisseur et image brute (b) Image corrigée

On peut aussi remarquer que l'éclairage contient des interférences car cette étude a été réalisée avant l'obtention de l'éclairage homogène présenté au chapitre 2.4.3. Malgré cela, la correction de la distorsion a permis de retrouver une image plus fidèle à l'objet dans ce mode dégradé d'utilisation de l'objectif. Appliquons maintenant l'imagerie terahertz plein champ au contrôle non destructif.

3.2 Reconstructions rapides d'images en régime terahertz

Les imageurs pleins champ à 2,5 et à 3,78 THz confirment leurs performances quant à leur vitesse d'acquisition et leur résolution optique. Nous allons maintenant les exploiter pour illustrer les possibilités d'application CND. L'imageur à 2,5 THz sera composé de la caméra au design optimisé pour 2,5 THz, dont la sensibilité est donnée en Figure 2-3 (b), ainsi que de la roue de mélange et de l'objectif ¼ pour limiter les

effets de diffraction (chapitre 2.4.3). De plus, une normalisation après une prise de vue du faisceau sans objet permettant de visualiser l'image de l'objet avec un éclairage homogène directement sur l'écran en temps réel (Figure 3-16(a)). La source à 2,5 THz est réglée à son maximum de puissance, soit environ 3 mW grâce à un rapport cyclique de 90 % et une tension de polarisation de 2,7 V.

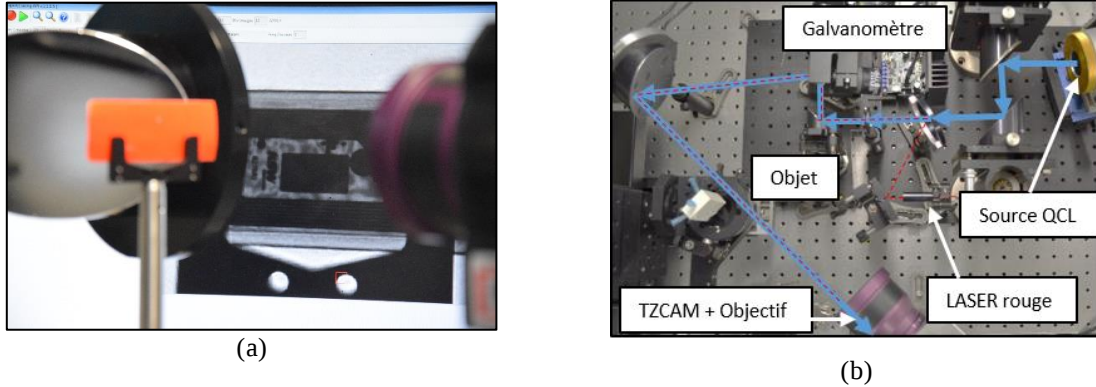


Figure 3-16 : Photo des imageurs plein champ (a) à 2,5 THz (b) à 3,78 THz

L'imageur à 3,78 THz en Figure 3-16(b) est composé d'une série de miroir parabolique hors axe pour diriger le faisceau, du galvanomètre double miroir pour le scan rapide (chapitre 2.4.4) et de la caméra optimisée pour 1,7 THz. Les deux objectifs ($\frac{1}{4}$ et $\frac{1}{2}$) vont être exploités pour imager des objets de tailles différentes. La source est réglée à son maximum de puissance, soit environ 100 μ W grâce à DC de 2% et une tension de polarisation de 16 V. La puissance au point source secondaire est d'environ 50 μ W.

De plus, l'imageur point par point à 3,78 THz introduit au chapitre 2.3.2 sera utilisé pour montrer les possibilités d'application au CND. Deux configurations seront exploitées : une configuration en transmission (Figure 3-17) avec le diaphragme ouvert à 400 μ m pour le filtrage spatial au point source secondaire, et une configuration en réflexion, présentée ultérieurement dans ce chapitre.

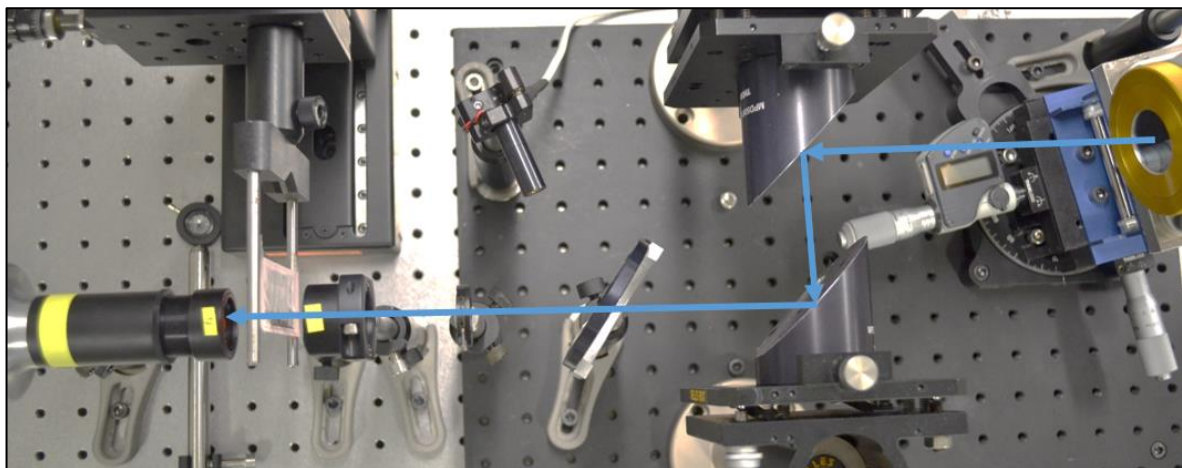


Figure 3-17 : Imageur point par point à 3,78 THz en mode transmission

La source QCL est modulée électroniquement à 5 Hz et le détecteur pyroélectrique est associé à un amplificateur à détection synchrone SR830 (Stanford Research Systems). Le temps d'intégration est réglé à 300 ms et le calibre de sensibilité est choisi en fonction de l'objet à imager.

La première partie sera consacrée à l'imagerie plein champ 2D d'objets plans. Nous tenterons ensuite de reconstruire des objets par deux techniques de tomographie différentes ; la tomographie terahertz

classique, puis une autre technique issue d'un traitement d'image utilisé en microscopie optique 3D, l'algorithme Shape From Focus (SFF).

3.2.1 Imagerie terahertz rapide 2D

L'image plein champ en transmission avec l'objectif ¼, aux deux fréquences de 2,5 et 3,78 THz, d'un Tag RFID est présentée en Figure 3-18. Il est intéressant de constater qu'à 2,5 THz, la quasi-totalité du plan objet de 64*48 mm² est éclairée de manière uniforme avec un RSB de plus de 30 dB. À 3,78 THz, malgré la faible puissance de la source – environ 50 µW, soit 60 fois moins que la source à 2,5 THz - et un objectif non adapté à cette fréquence, l'éclairage sur une zone d'environ 20 cm² permet d'imager le Tag RFID en 30s avec un RSB d'environ 10 dB.

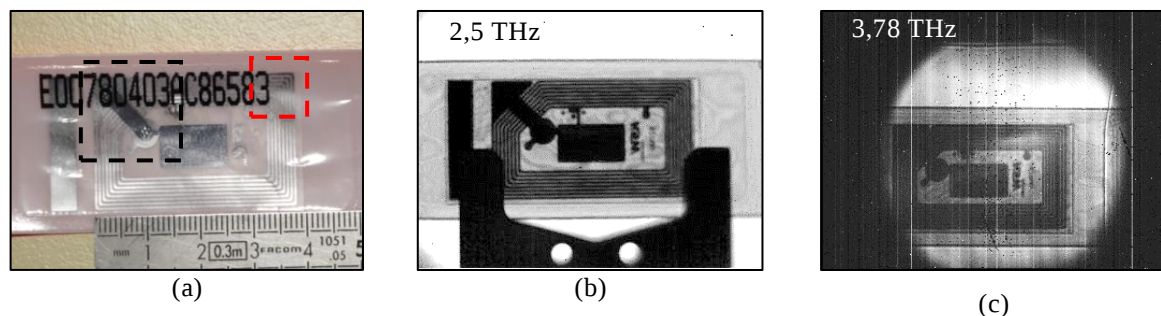


Figure 3-18 : (a) Photo d'un Tag RFID (b) Image plein champ à 2,5 THz en transmission obtenue en 40 ms (c) Image plein champ avec scan rapide en transmission à 3,78 THz obtenue en 30 s

Comparons les images des zones encadrées (noire et rouge) de la Figure 3-18 (a) du Tag aux deux fréquences avec la technique plein champ et la technique point par point. En Figure 3-19 (a), on constate que la technique plein champ à 2,5 THz peut fournir une qualité d'image comparable à celle obtenue par la technique référence que constitue l'imagerie point par point. Les différences observées sont dues à une dynamique de contraste et une résolution numérique meilleure avec la technique d'imagerie point par point.

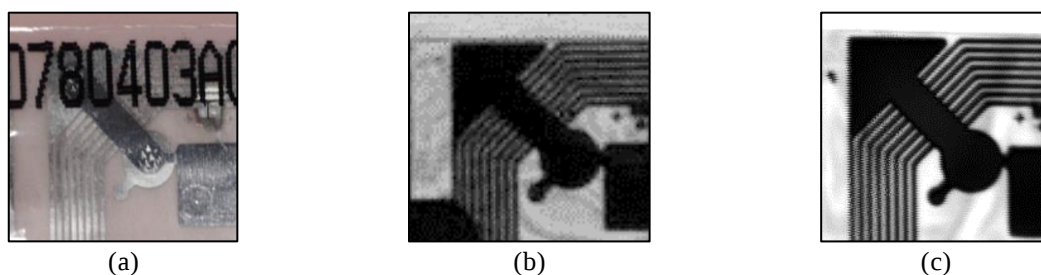


Figure 3-19 : Comparaison entre image plein champ (à gauche) et image point par point (à droite) du Tag RFID en transmission à 2,5 THz de la zone noire (18*18 mm²)

L'image d'une surface de 18*18 mm² est obtenue point par point par le spectromètre TPS 3000 avec un pas de 0,1 mm en 1 heure et 12 minutes alors que l'image plein champ de tout le Tag avec un pas de 0,2 mm est obtenue en seulement 40 ms. L'image plein champ de la zone encadrée rouge de 9*9 mm² est comparée avec celle obtenue point par point avec le banc expérimental à 3,78 THz (Figure 3-20 (c)).

Ici, la faible dynamique de contraste combinée à la résolution numérique limitée induit une qualité d'image bien moindre que celle obtenue point par point. Pour augmenter la résolution de l'imageur point par

point en transmission, le diaphragme au point source secondaire est réduit à un diamètre de 400 μm (filtrage spatial décrit au chapitre 2.3.2).

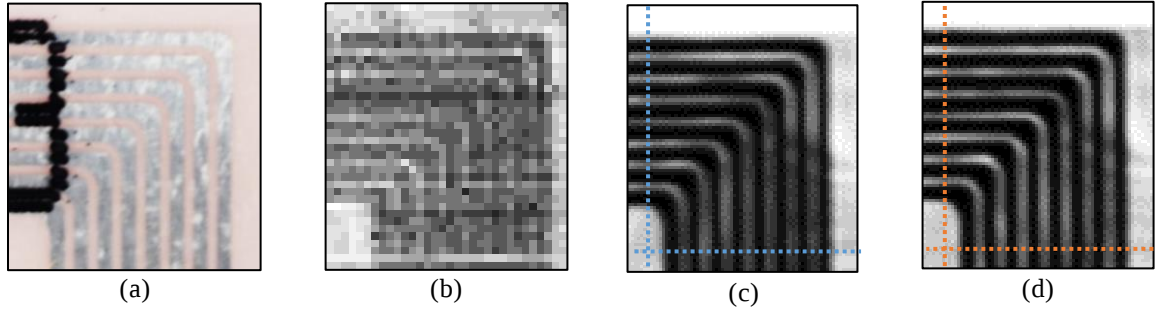


Figure 3-20 : Image de la zone rouge ($9 \times 9 \text{ mm}^2$) du Tag RFID (a) Photo (b) à 3,78 THz avec l'imageur hybride (c) à 3,78 THz avec l'imageur point par point (c) à 3,78 THz avec l'imageur point par point et le filtrage spatial

L'image obtenue en Figure 3-20 (d) et la comparaison des profils avec et sans filtrage en Figure 3-21 montre alors un meilleur contraste lorsque le faisceau au plan objet est réduit à une gaussienne de rayon 100 μm (Figure 2-15). Sans filtrage spatial, le contraste calculé à partir du profil horizontal du tag assimilé à une mire d'épaisseur 0,290 mm soit 1,72 pl/mm est d'environ 0,4, alors qu'avec filtrage, il est de 0,6. On peut constater que le filtrage spatial est quasiment sans effet sur la résolution optique selon l'axe vertical. La résolution optique est comparable à celle obtenue par la mire en réflexion avec l'imageur constitué de l'objectif $\frac{1}{2}$ (Épaisseur de la ligne 0,28 mm soit 1,78 pl/mm).

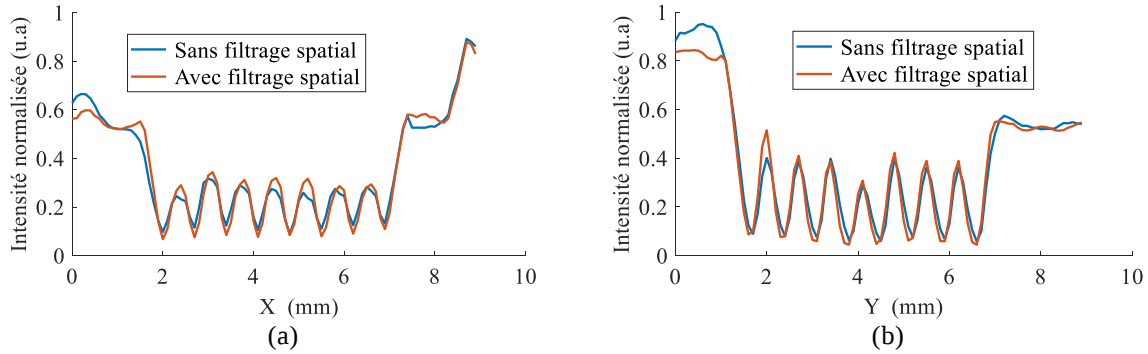


Figure 3-21 : Comparaison des profils de la Figure 3-20 (c) et (d) avec et sans filtrage spatial (a) selon l'axe horizontal (b) selon l'axe vertical

Nous allons maintenant montrer des résultats d'imagerie à 3,78 THz d'un objet pour en révéler ses éventuels défauts. L'objet en question est une pièce céramique d'alumine (Al_2O_3) et de dimensions $9,5 \times 20 \times 1,46 \text{ mm}^3$ (Figure 3-22 (a)) fabriquée par impression 3D par l'entreprise 3DCERAM [129]. Cette pièce est constituée de canaux micro-fluidiques permettant le passage d'un fluide d'une ouverture à l'autre. Ces deux ouvertures non traversantes n'apparaissent que sur une face de la pièce.

À 3,78 THz, l'indice est d'environ 3 et le coefficient d'absorption de plus de 10 cm^{-1} . Si l'on tient compte des deux réflexions en incidence normale aux l'interfaces air-céramique et céramique-air (on néglige l'effet Fabry Péro) ainsi que le l'absorption dans le milieu, le rapport signal sur bruit, nécessaire à l'imagerie en transmission de cet objet, est de plus de 9 dB. Une image d'absorbance de la zone noire de dimension $11 \times 15 \text{ mm}^2$, obtenue à 3,78 THz par l'imageur hybride constitué de l'objectif $\frac{1}{2}$, est présentée en Figure 3-22

(b). On constate que, malgré un faible RSB (<10), on peut visualiser la forme des canaux partant d'une des ouvertures. Il est intéressant de constater que l'image au microscope optique dans le visible en transmission permet de révéler ces canaux micro-fluidique (Figure 3-22 (c)), mais que la diffusion par ses particules fines dégrade fortement la résolution. En Figure 3-22 (d), l'image point par point avec filtrage spatial montre clairement la présence des canaux et permet de révéler la présence de défauts, mis en évidence par des taches blanches. Pour obtenir le meilleur contraste à l'intérieur de l'objet, le calibre maximal de l'amplificateur à détection synchrone est réglé à 2 mV soit 10 fois moins que la tension maximale obtenue sans l'objet (20 mV). Cette saturation de la détection explique pourquoi l'ouverture paraît plus large et plus transparente avec l'imageur point par point qu'avec l'imagerie hybride.

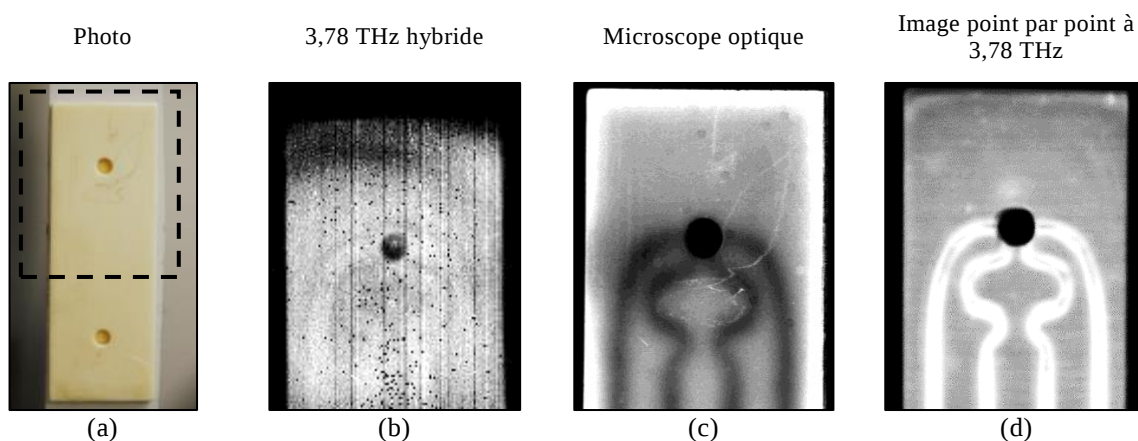


Figure 3-22 : Imagerie à 3,78 THz d'une pièce céramique imprimée en 3D en alumine Al_2O_3 (a) Photo de l'objet à imager (b) Image d'absorbance avec la technique hybride et l'objectif $\frac{1}{2}$ (c) Image d'absorbance au microscope optique en transmission (d) Image d'absorbance point par point avec filtrage spatial

L'information de réflexion peut être obtenue par changement d'un mode d'imagerie en transmission, vers un mode d'imagerie en réflexion. Les photos des deux imageurs sont présentées en Figure 3-23 (a) technique hybride avec objectif $\frac{1}{2}$ et (b) imageur point par point. La dynamique de contraste de l'image en réflexion est du même ordre de grandeur que la dynamique de contraste de l'imageur hybride en transmission, soit moins de 10 dB. On peut noter que les canaux sont, tout comme l'image en transmission, difficilement observables.

L'imageur point par point est constitué d'une lame séparatrice en silicium pour prélever une partie du faisceau réfléchi par l'objet éclairé en incidence normale. Le résultat obtenu révèle en plus des canaux, des oscillations partant du centre de l'ouverture et s'étalant comme une vague à la surface de l'eau. Ces oscillations peuvent être expliquées par une variation de chemin optique entre un rayon réfléchi par l'interface arrière de la pièce qui interfère avec le rayon réfléchi en face avant, entraînant une modulation de l'intensité mesurée par le capteur pyroélectrique. Cette différence d'épaisseur optique peut être due, soit à une épaisseur de l'objet ($1,46 \pm 0,01$ mm) variable, soit à un indice optique variable, induit par une modification des propriétés optiques du matériau, lors du refroidissement de la pièce par exemple.

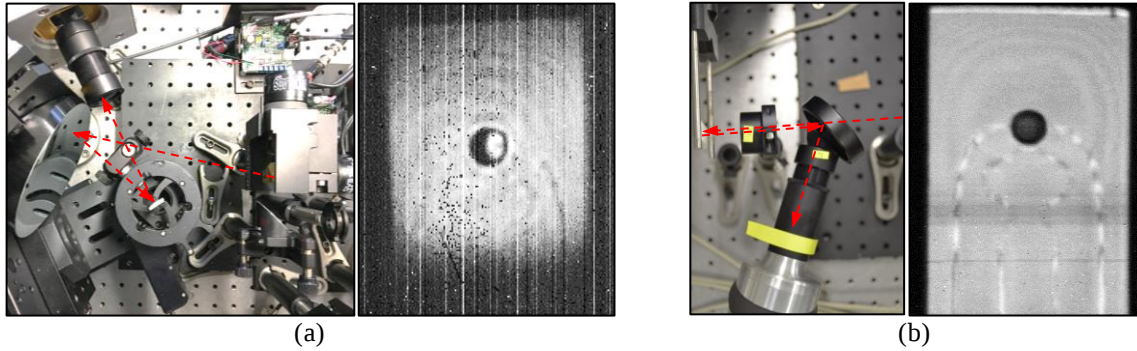


Figure 3-23 Imagerie en réflexion à 3,78 THz (a) Banc d'imagerie hybride en réflexion avec objectif 1/2 et résultat obtenu (b) Banc d'imagerie point par point en incidence normale avec lame séparatrice (Silicium HRFZ) et résultat obtenu

Ces résultats démontrent, le potentiel applicatif important de l'imagerie terahertz. Bien que les résultats obtenus par la technique d'imagerie hybride ne permettent d'identifier les défauts, pour des raisons de puissance de source limitée, cette étude démontre un intérêt important à l'exploitation de l'imagerie THz pour le CND. Il aurait été très intéressant d'imager l'objet avec le système plein champ à 2,5 THz et muni de l'objectif $\frac{1}{2}$.

Dans cette partie, l'imagerie THz en 2D confirme la possibilité d'imager rapidement et avec une résolution comparable à l'imagerie point par point lorsque la source est assez puissante pour obtenir un RSB d'au moins 20 dB. De plus, nous avons comparé des images optiques (photos) et THz obtenues en transmission et en réflexion, et montré qu'il était très intéressant d'imager avec un rayonnement THz pour révéler des défauts non visibles optiquement.

Nous allons maintenant tenter de reconstruire des objets en 3D par deux techniques de tomographie : la tomographie THz classique avec l'algorithme *Ordered Subsets Convex* (OSC) [91], et l'algorithme *Shape From Focus* (SFF) issu des techniques de microscopie optique 3D. Pour expérimenter ces techniques de traitement d'image, nous exploiterons essentiellement comme système d'imagerie, l'objectif de grandissement $\frac{1}{4}$, que ce soit à 2,5 THz ou à 3,78 THz.

3.2.2 Reconstructions rapides d'images en régime terahertz 3D

Comme introduit dans le chapitre 1.3.3, il existe plusieurs algorithmes de reconstruction tomographique itératifs. Nous pouvons considérer par exemple les reconstructions algébriques, telles que SART (Simultaneous Algebraic Reconstruction Technique), qui s'appuient sur la résolution d'un système d'équations linéaires entre les projections mesurées et les voxels du volume à reconstruire, en utilisant la théorie mathématique de Karzmarz. Une autre approche linéaire s'appuie sur l'algorithme d'espérance-maximisation afin de relier les observations et les inconnues au travers du théorème de Bayes (algorithme OSEM pour Ordered Subsets Expectation-Maximisation, ou encore MLTR pour Maximum-Likelihood for Transmission Tomography). Bien que proche des méthodes algébriques, cette famille de reconstruction permet l'ajout d'un « à priori » sur la solution (i.e. des informations complémentaires sur le volume que l'on cherche à reconstruire), ayant pour conséquence une meilleure robustesse aux bruits d'acquisitions ou au faible nombre de projections. Enfin, des méthodes non linéaires telles que les reconstructions convexes aboutissent à des reconstructions de hautes qualités, grâce à leurs robustesses aux bruits d'acquisitions et aux

bruits de reconstructions. C'est dans cette dernière famille que s'inscrit notamment l'algorithme OSC (Ordered Subsets Convex). Malgré leurs origines mathématiques différentes, toutes ces familles de méthodes s'appuient sur le même schéma de fonctionnement. Un modèle mathématique direct permet de simuler l'acquisition d'une série de projections à partir du volume en cours de reconstruction. Les projections simulées sont comparées avec la mesure, de sorte à obtenir une série de projections d'erreurs. Ces projections d'erreurs sont alors "rétro-projetées" dans le volume grâce au modèle mathématique "inverse" afin de le mettre à jour. Chaque "itération" de l'algorithme utilise une seule fois chaque projection pour mettre à jour le volume. Les itérations s'arrêtent lorsqu'on observe une asymptote sur les projections d'erreurs. La mise en œuvre repose principalement sur l'utilisation d'un modèle mathématique direct réaliste, c'est-à-dire, le plus en adéquation possible avec la physique des radiations mise en jeu lors de l'acquisition. Dans notre cas d'imagerie en transmission, c'est, entre autres, le réalisme du modèle que l'on peut utiliser dans MLTR et OSC qui fait la supériorité de ces algorithmes par rapport aux méthodes algébriques ou bayésiennes, nécessitant une linéarisation des projections (plutôt adaptée à l'imagerie en émission).

Ces algorithmes itératifs, à l'origine développés pour la tomographie en émission (PET, SPECT) et transmission à rayons X (tomodensitométrie) ont été transposés à l'imagerie terahertz avec le développement et l'expérimentation d'un nouveau modèle direct prenant en compte la propagation gaussienne de faisceau [95]. Pour rappel, une reconstruction 3D peut être vue comme plusieurs reconstructions tomographiques 2D ; par exemple la reconstruction d'un volume de dimension $\Delta X \Delta Y \Delta Z = 100 * 50 * 100$ voxels selon les axes (x, y, z) , peut être réalisée à partir de 50 reconstructions tomographiques de dimension $100*100$ pixels, et empilées selon l'axe y . Cependant, la prise en compte du faisceau gaussien implique de traiter le sinogramme en entier.

En pratique, l'objet est déplacé dans le faisceau focalisé dont le rayon ω dépend fortement de z , surtout en dehors de la zone de Rayleigh. Dans le cas de l'imagerie plein champ, le système optique montre lui aussi une profondeur de champ similaire à celle que l'on peut observer en imagerie point par point. Une estimation expérimentale de la profondeur de champ au plan objet de l'objectif $\frac{1}{4}$ est présentée en Annexe II ; l'image d'un bord déplacé le long de l'axe optique autour du plan focal permet d'évaluer une profondeur de champ avec $z_R = 3\text{mm}$. Il est intéressant de constater qu'au-delà de la zone de Rayleigh, une certaine dissymétrie sur la taille du faisceau au plan image apparaît lorsque le couteau est placé en amont ou en aval du plan focal objet. Cette dissymétrie n'est pas prise en compte dans l'algorithme OSC adapté au rayonnement terahertz. De plus, nous avons pu constater que certaines aberrations comme la distorsion ou la courbure de champ ne permettaient pas l'obtention d'une image représentative des parties de l'objet se trouvant en dehors du plan focal de l'objectif.

Nous allons, néanmoins, tenter de reconstruire, grâce à la méthode OSC adaptée au rayonnement terahertz, un objet dont les dimensions sont bien supérieures à la zone de Rayleigh ($z_{\text{max_objet}}/z_R \simeq 20$). Pour considérer le faisceau comme gaussien, le logiciel Noctylio calcule z_R à partir du diamètre et de la longueur d'onde du faisceau avec l'équation (1.12). Pour une portée de Rayleigh de 3 mm, nous prendrons donc une longueur d'onde de 0,12 mm et un diamètre du faisceau de 0,68 mm. De plus, la résolution numérique est à renseigner ; elle est de 0,2 mm au plan objet (0,05 mm au plan image moyennant le grandissement de l'objectif de $\frac{1}{4}$).

L'objet à reconstruire est une tête de vaporisateur en polypropylène opaque à la lumière et de couleur blanche Figure 3-24 (a). L'imageur plein champ à 2,5 THz en configuration transmission fournit une suite d'image de l'OAI pour 750 angles de vue différents ; de 0 à 179,76° par pas de 0,24° en 30 secondes. Une sélection d'images d'absorbance sur une échelle de 0 dB à 30 dB à trois angles de vue (0°, 24° et 90 °) est présentée en Figure 3-24 (b).

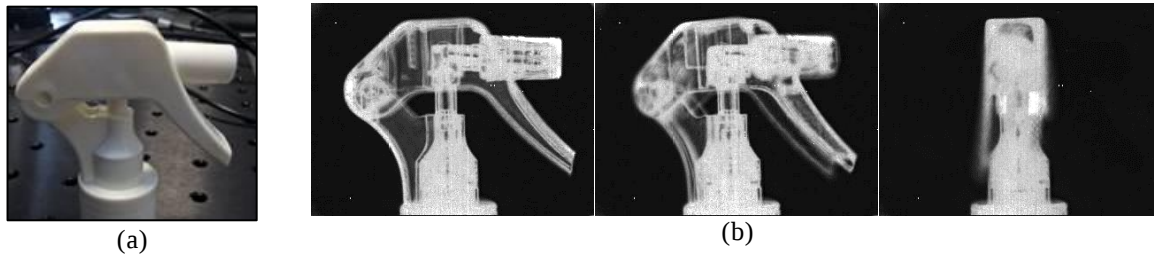


Figure 3-24 : (a) Photo de la tête du vaporisateur en polypropylène (b) Images d'absorbance à trois angles de vue (0°, 24° et 90 °) de la tête du vaporisateur, obtenues en 40 ms par l'imageur plein champ en transmission à 2,5 THz

Même si certaines parties des images révèlent une forte absorption (> 30 dB), on peut néanmoins distinguer l'intérieur de la tête de vaporisateur, notamment le tube permettant de diriger le liquide vers la buse de sortie du vaporisateur pour l'angle de 0°. On constate aussi pour la deuxième projection, une défocalisation, sur la gâchette du vaporisateur par exemple, avec une résolution d'image dégradée. Enfin, la projection à 90° révèle une forte absorption (> 30 dB) dans la zone du tube.

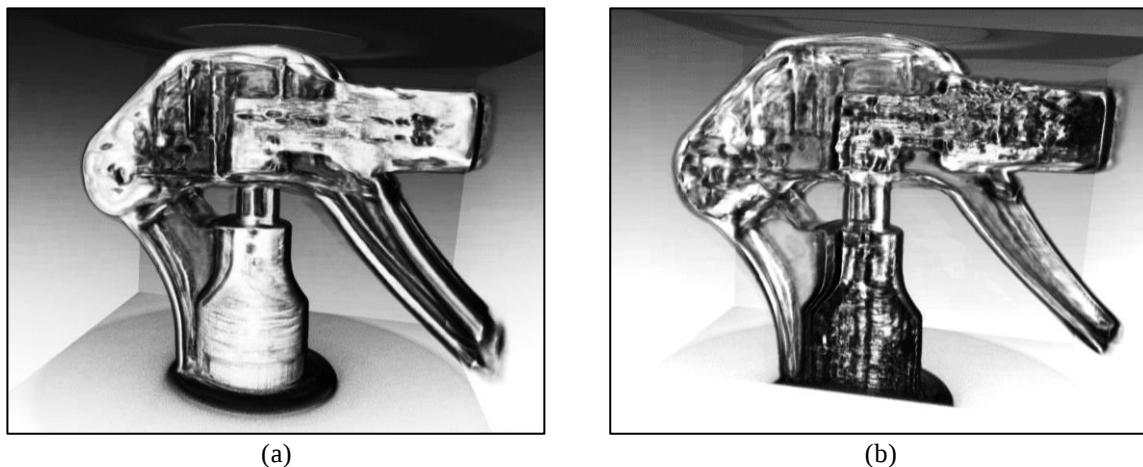


Figure 3-25 : (a) Vue isométrique de la reconstruction 3D de la tête du vaporisateur à 2,5 THz avec l'algorithme OSC sans tenir compte du caractère gaussien du faisceau THz (b) Vue en coupe de la même reconstruction

En Figure 3-25 (a), l'objet, reconstruit par l'algorithme OSC est présenté selon une perspective isométrique. Il est possible de choisir l'orientation de l'éclairage virtuel pour rendre compte des détails de l'objet reconstruit en 3D. De plus, grâce à l'application d'une fonction de transparence sur l'échelle de couleur, nous pouvons représenter des parties (voxels) de l'objet à travers d'autres comme si l'on observait, dans le visible, un objet partiellement transparent. La Figure 3-25 (b) est une coupe de la même reconstruction, permettant de révéler l'intérieur de l'objet. On remarque que, même avec une profondeur de champ limitée de 3 mm et avec les aberrations hors plan focal, la reconstruction de l'objet en 3 dimensions est représentative de l'objet réel.

Nous avons aussi réalisé une reconstruction 3D d'un objet opaque optiquement avec l'imageur hybride

à 3,78 THz. Sur la Figure 3-26 (a) est présenté un bouchon de stylo en matériau polypropylène, de couleur noire. Les images en transmission à 3,78 THz du faisceau atténué par le bouchon selon trois angles de vue permettent de distinguer l'intérieur de l'objet, notamment les deux encoches utilisées pour garder le stylo fermé.

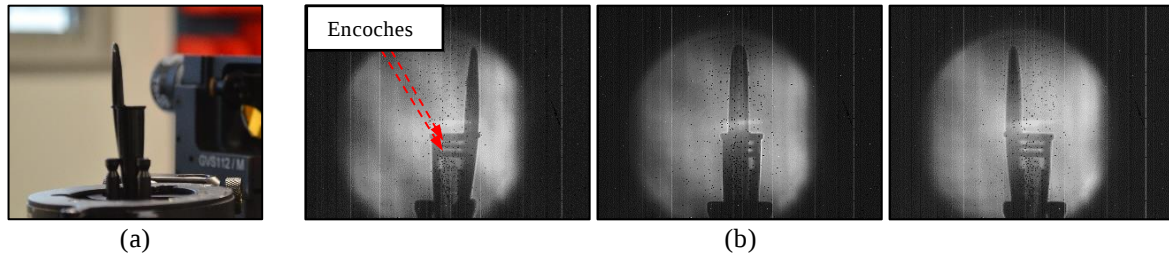


Figure 3-26 : (a) Photo du bouchon de stylo noir au plan objet du système d'imagerie en transmission à 3,78 THz avec le galvanomètre (b) Images du bouchon selon trois angles de vue.

Une reconstruction 3D utilisant l'algorithme OSC sans tenir compte du caractère gaussien du faisceau - le diamètre de l'objet étant du même ordre de grandeur que z_R - révèle une reconstruction 3D reprenant la forme externe de l'objet (Figure 3-27). Cependant, pour des raisons de RSB limité, cette reconstruction ne permet pas de révéler l'intérieur de l'objet



Figure 3-27 : Vue isométrique du bouchon reconstruite par la méthode OSC à partir des images obtenues par le système d'imagerie à 3,78 THz

Avec un imageur terahertz 2D en transmission, nous savons que le choix d'une fréquence de rayonnement est un compromis entre la limite d'une résolution radiale, et un faible coefficient d'absorption pour conserver un RSB suffisant après traversée dans l'épaisseur (en négligeant les réflexions aux interfaces). La technique de tomographie terahertz rajoute une contrainte. Si il est possible, par exemple, d'obtenir un RSB de plus de 20 dB après traversée d'un objet, d'épaisseur $\Delta z = 10 \text{ mm}$ et de dimensions radiales $\Delta x \Delta y = 40 * 40 \text{ mm}^2$, obtenir un RSB d'au moins 10 dB après traversée du même objet tourné de 90° et donc, sur une épaisseur de 40 mm, est possible seulement si le matériau est très transparent ($< 2 \text{ cm}^{-1}$). La mousse de polyuréthane par exemple avec coefficient d'absorption de $0,6 \text{ cm}^{-1}$ à 2,5 THz (Figure 3-3) convient parfaitement pour cela.

En revanche, lorsque le matériau constituant l'OAI présente une absorption supérieure à 2 cm^{-1} , seuls des objets dont l'épaisseur à traverser est faible ($\Delta z_{0^\circ} < 2 \text{ cm}$), et donc de dimension radiale tout aussi faible ($\Delta x_{0^\circ} = \Delta z_{90^\circ} < 2 \text{ cm}$), peuvent être reconstruits en 3D grâce à une tomographie terahertz avec les systèmes optiques actuels. Avec de telles dimensions, la résolution optique mesurée de $350 \mu\text{m}$ à 2,5 THz,

peut devenir critique pour l'obtention d'une image représentative de l'objet ou d'un détail dans l'objet. On peut définir un critère pour choisir une fréquence d'imagerie en fonction de la taille minimale de l'objet Δx_{min} , grâce au un nombre sans dimension $\chi = \Delta x_{min}/r_{PSF}$; c'est le nombre de PSF mises bout à bout sur la plus petite dimension de l'objet. On considère une résolution suffisante si $\chi > 10$.

Les ordres de grandeurs de l'épaisseur maximale Δx_{max} à traverser et de la dimension radiale minimale Δx_{min} de l'objet sont fonction de la fréquence ou de la longueur d'onde du rayonnement. Nous avons considéré, ici, une fréquence de 2,5 THz, soit une longueur d'onde de 0,12 mm. Si l'on extrapole à toute la gamme terahertz, on peut considérer r_{PSF} en mm comme proportionnelle à la longueur d'onde (Eq. (1.9)). Pour l'atténuation en dB après traversée de l'objet, $\delta RSB_{0 \rightarrow \Delta x_{max}}^{dB}$ est proportionnel à $\frac{\kappa}{\lambda}$:

$$\delta RSB_{0 \rightarrow \Delta x_{max}}^{dB} = RSB_0^{dB} - RSB_{\Delta x_{max}}^{dB} = 10 \log(e^{\alpha \Delta x_{max}}) \propto \alpha \Delta x_{max} \propto \frac{\kappa}{\lambda} \Delta x_{max} \quad (3.11)$$

On constate alors que, le choix de la fréquence d'imagerie pour reconstruire un objet en 3D, en dehors des contraintes techniques de mises en œuvre (fossé THz par exemple), se fait essentiellement sur κ ; une multiplication par deux de la taille des objets autorisant λ et κ deux fois plus grand pour un même $\delta RSB_{0 \rightarrow \Delta x_{max}}^{dB}$ et un même rapport χ . Étant donné que, de manière générale, κ diminue avec la longueur d'onde, on peut conjecturer que la tomographie est plus adaptée aux imageurs basses fréquences qu'aux imageurs hautes fréquences dans la gamme terahertz.

Lorsque l'une des dimensions de l'OAI est beaucoup plus grande que les deux autres ($\Delta x_{min} < 0,1 \Delta x_{max}$) comme avec la céramique en alumine ou le Tag RFID étudiés précédemment, la tomographie est peu adaptée. Il est en effet illusoire, par exemple, d'imaginer reconstruire en 3D, les canaux de 0,6 mm d'épaisseur dans la céramique de dimension $1,46 * 9,5 \text{ mm}^2$ à 3,78 THz. Pour autant, la céramique présente une épaisseur et il serait intéressant de connaître dans la troisième dimension, la position de ces canaux, de ces défauts, ou encore de sa courbure mise en évidence par les interférences au chapitre précédent. Il est intéressant de constater que la profondeur de champ, qui peut être un inconvénient pour la reconstruction tomographique, donne une information sur la troisième dimension de l'objet ; la défocalisation observée sur la gâchette du vaporisateur dans la projection à 24° de la Figure 3-24 (b) indique que cette partie de l'objet se trouve en amont (ou en aval) du plan focal ; le tube vertical au centre, quant à lui, reste net et indique qu'il se trouve dans la zone de Rayleigh de l'objectif quel que soit l'angle de rotation.

Une technique d'imagerie 3D, issue des méthodes de microscopie optique 3D, consiste à faire varier la netteté de l'image et d'en mesurer le pouvoir de focalisation directement à partir des images obtenues. Nous allons tenter d'appliquer cette méthode à l'imagerie terahertz

3.2.3 Application de l'algorithme Shape From Focus pour l'imagerie terahertz 3D

L'idée de faire varier la netteté d'une image pour mesurer la distance entre l'objet et le système d'imagerie a été proposée et étudiée en 1968 [130] grâce à une transformée de Fourier discrète. Une autre technique, plus robuste que la précédente lorsque les images présentent de fortes différences de texture (variations d'intensité d'un pixel à un autre) est décrite dans [131] et appliquée à la microscopie optique en réflexion. Elle consiste donc à déplacer l'échantillon selon l'axe z autour du plan focal et à en mesurer une focalisation ψ à partir de la somme de la dérivée seconde de l'intensité $I(X, Y)$ selon l'axe x et y (Laplacien).

La valeur maximale de ψ permet d'en déduire une évaluation de la position de l'objet selon l'axe z . La référence propose de calculer le Laplacien modifié (ML) discrétisé avec :

$$ML(X,Y) = |2I(X,Y) - I(X-p,Y) - I(X+p,Y)| + |2I(X,Y) - I(X,Y-p) - I(X,Y+p)| \quad (3.12)$$

En Figure 3-28 (a) est schématisé le calcul de ML avec $p = 1$ pixel. Le calcul de ML est réalisé pour tous les pixels de l'image (excepté les pixels périphériques)

La mesure de la focalisation est obtenue (Figure 3-28 (b)) par la somme de $ML(X,Y,Z)$ sur un carré de dimension $(2M+1)^2$ autour de chaque pixel de chacune des images :

$$\psi(X,Y,Z) = \sum_{i=X-M}^{X+M} \sum_{j=Y-M}^{Y+M} ML(i,j,Z) \quad \text{si } L_{min} > ML(i,j,Z) \quad (3.13)$$

Le paramètre L_{min} est une valeur minimale de ML permettant de supprimer la contribution sur ψ d'un pixel du carré dont le contraste est trop faible ; cette contribution pouvant nuire à la recherche du maximum de ψ . L'image optimale $I_{opt}(X,Y)$ est obtenue en recherchant pour chacun des pixels (X,Y) l'indice $Z_{opt}(X,Y)$ pour lequel $\psi(X,Y,Z)$ est maximum (Figure 3-28 (c)).

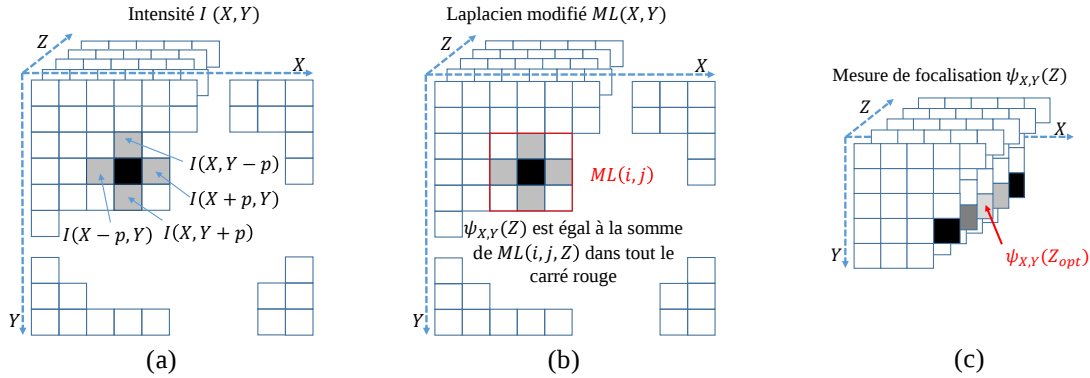


Figure 3-28 : Schéma de l'algorithme SFF (a) calcul du Laplacien modifié (b) Calcul de la focalisation ψ (c) Détermination de l'image optimale

La valeur de l'indice $Z_{opt}(X,Y)$ correspondante peut être utilisée pour retrouver la forme de l'objet selon la troisième dimension. Cependant, il est plus judicieux d'interpoler $\psi(Z)$ pour trouver la position $\bar{z}$ maximum. Dans la référence [131], il est admis que $\psi(X,Y,Z)$ présente une forme gaussienne que l'on peut interpoler par une fonction continue sur z :

$$\psi(X,Y,z) = \psi_p(X,Y) e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{z - \bar{z}(X,Y)}{\sigma_0} \right)^2} \quad (3.14)$$

Avec $\psi_p(X,Y)$, le nouveau maximum de la mesure de focalisation, $\bar{z}(X,Y)$, la position estimée de l'objet par rapport à la première image, et σ_0 , un paramètre relatif à la profondeur de champ du système d'imagerie. Cette interpolation s'impose lorsque σ_0 est du même ordre de grandeur que la distance entre deux images. L'interpolation nécessite trois points de ψ : celui pour lequel il est maximal $\psi(Z_{opt})$, ainsi que deux points de part et d'autre de $\psi(Z_{opt})$.

L'imageur en transmission à 2,5 THz est exploité pour obtenir en plusieurs points selon l'axe z , des images d'une feuille de chêne séchée (Figure 3-29(a)). Pour s'assurer que toutes les parties de la feuille se retrouvent au moins une fois dans le plan focal, celle-ci est déplacée sur une distance de 12,5 mm le long de

l'axe optique, à une vitesse constante de 1,25mm/s.

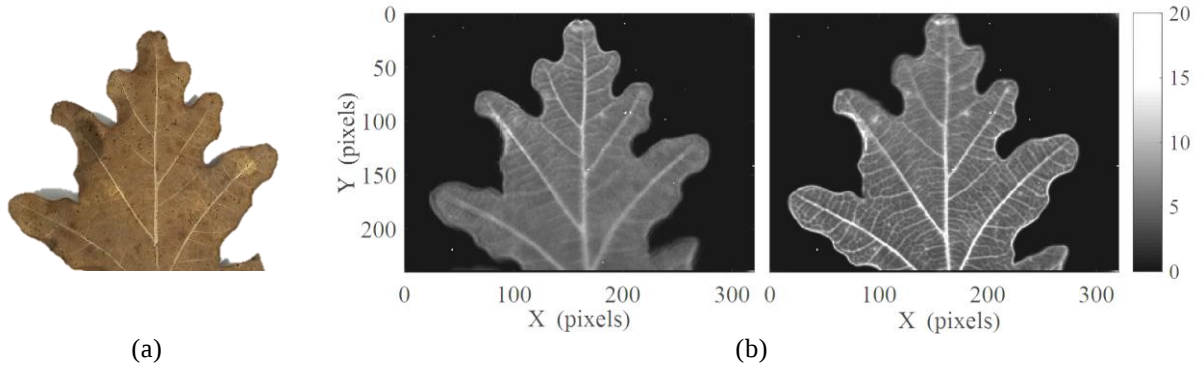


Figure 3-29 : (a) Photo d'une feuille de chêne séchée (b) Sélections parmi 250 images d'absorbance (0-20 dB) à 2,5 THz de la feuille de chêne.

Parmi une série de 250 images séparées de 50 μm et obtenues en 10 secondes, nous en avons sélectionné deux. On peut noter des variations de netteté entre les deux images de la Figure 3-29 (b) mais aussi entre les parties de la même image.

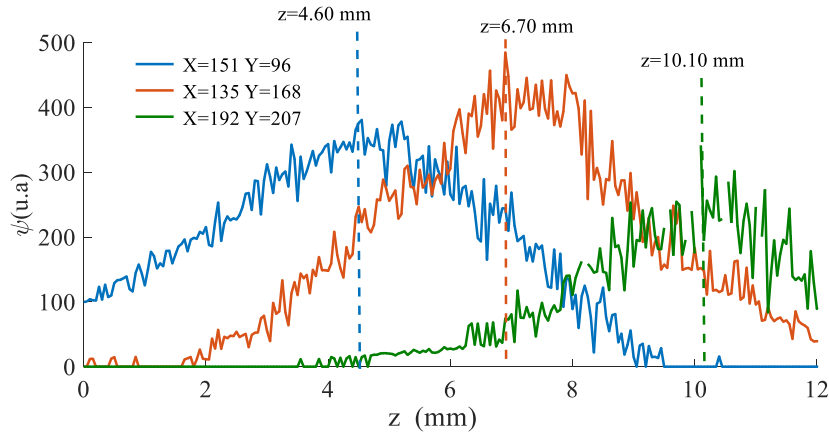


Figure 3-30 : Évolution de ψ en fonction de z pour trois pixels de la caméra

En Figure 3-30, le résultat du calcul de $\psi(X, Y, z)$ avec l'équation (3.13) pour 3 pixels de la caméra est présenté pour $p = 1$ et $M = 5$, avec $z = Zdz$; la première image correspondant à l'indice $Z=0$. On peut noter qu'il existe un maximum de ψ pour chacun des pixels et que la largeur σ_0 de $\psi(z)$ est du même ordre de grandeur que z_R , environ 3 mm. La distance entre les images étant de 50 μm , soit 60 fois moins que z_R , l'interpolation décrite dans [131] prévue pour $\sigma_0 \approx dz$ peut s'avérer non adaptée. Néanmoins, nous allons interpoler avec σ_0 égal à z_R dans l'équation (3.14) en utilisant $\psi(Z_{opt})$, $\psi(Z_{opt} - 60)$ et $\psi(Z_{opt} + 60)$. L'indice $Z_{opt}(X, Y)$ permet d'en déduire une image optimale (Figure 3-31 (a)) avec :

$$I_{opt}(X, Y) = I(X, Y, Z_{opt}(X, Y)) \quad (3.15)$$

On obtient une image où les détails de la feuille sont visibles en tout point avec quelques artefacts de reconstruction de dimension 11*11 pixels induits par quelques pixels défectueux de la caméra. L'interpolation est exploitée pour calculer $\bar{z}(X, Y)$. En Figure 3-31 (b), est représentée une cartographie du relief de la feuille $\bar{z}(X, Y)$ donnée en mm, reprenant ainsi la forme courbée en 3D de la feuille de chêne.

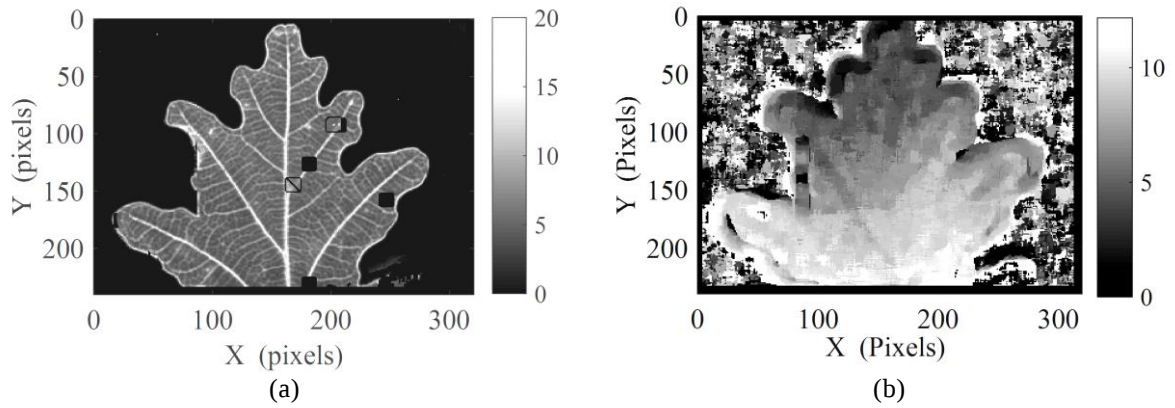


Figure 3-31 : (a) Image d'absorbance optimale de la feuille de chêne à 2,5 THz (a) Cartographie en z (mm) de la feuille

Cette étude montre la possibilité de reconstruire des objets dont la dimension radiale est très grande devant la dimension transverse. Avec l'imagerie THz en transmission, on peut tenter d'utiliser cette technique pour reconstruire un objet contenant plus qu'une seule surface. En Figure 3-32 (a), nous avons rajouté une feuille d'érable par-dessus la feuille de chêne imagée précédemment. L'écart séparant les deux feuilles est compris entre 10 et 20 mm.

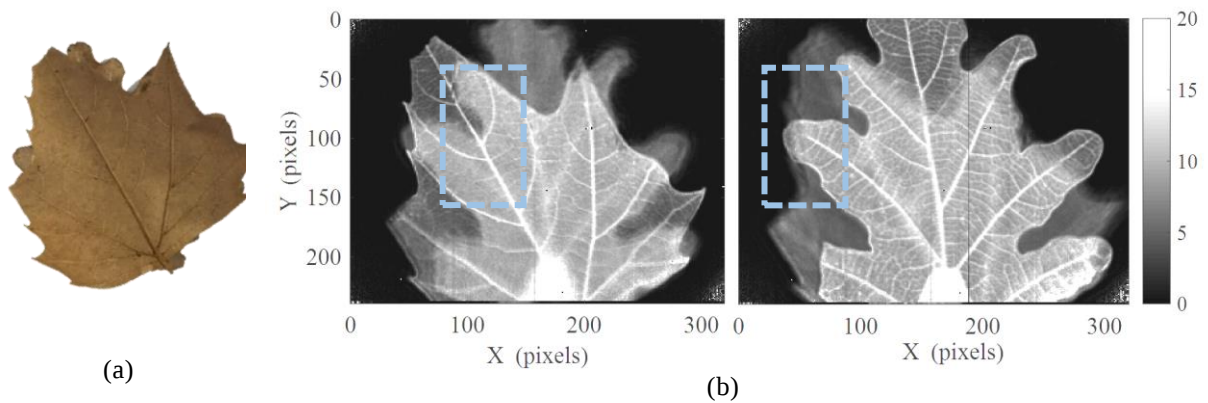


Figure 3-32 : (a) Photographie de la feuille de chêne cachée par une feuille d'érable (b) Représentation de deux images (sur 1292) sélectionnées pour une mise au point sur la feuille d'érable (à gauche) et de chêne (à droite)

Les deux images en Figure 3-32 (b) ont été sélectionnées parmi une suite de 1292 images pour une mise au point sur une partie de la feuille d'érable (à gauche) et sur une partie de la feuille de chêne (à droite). On constate néanmoins, dans chacune des images, une absorption induite par la feuille de chêne (à gauche) et la feuille d'érable (à droite) qui peut nuire à la représentation de l'objet. En Figure 3-33, l'évolution de $\psi(z)$ sur le pixel ($X = 125$ et $Y = 175$) révèle cette fois-ci deux maximums locaux, $\psi_{p_erable}(X,Y)$ et $\psi_{p_chêne}(X,Y)$, le premier correspondant à la position estimée $\bar{z}_{erable}(X,Y)$ de la feuille d'érable, le second $\bar{z}_{chêne}(X,Y)$ à celle de la feuille de chêne. Les paramètres p et M utilisés pour le calcul de ψ sont les mêmes que précédemment.

La recherche du maximum par l'utilisation seule de l'interpolation avec ces deux pics s'est révélée inefficace pour l'obtention d'une image optimale sans un filtrage de ψ . Nous avons donc appliqué un filtre Butterworth du second ordre sur $\psi(z)$ pour tous les pixels avec une fréquence de coupure de 1 mm^{-1} ,

permettant de trouver les deux maximums de façon automatique après interpolation.

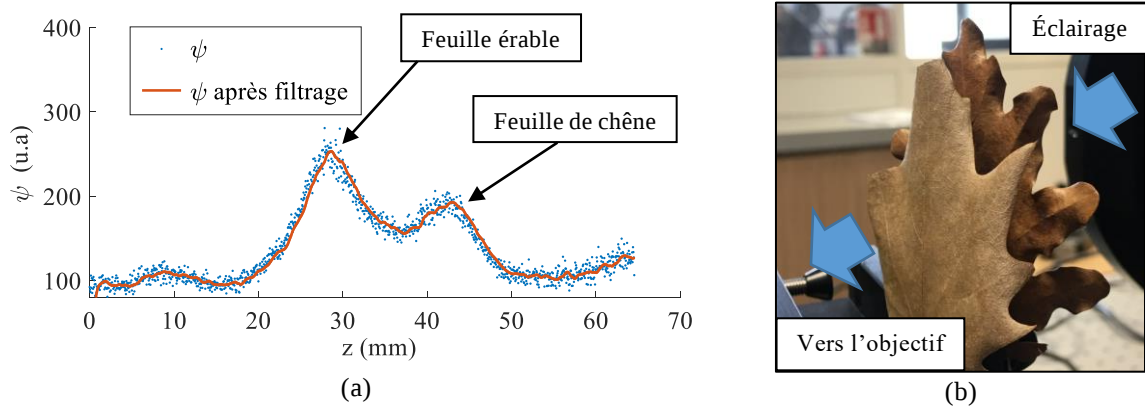


Figure 3-33 : (a) Évolution de ψ en fonction de z pour le pixel ($X=125$, $Y=175$) de la caméra et application d'un filtre Butterworth du second ordre avec $f_{cut} = 1 \text{ mm}^{-1}$ (b) Photo des deux feuilles sur le banc d'imagerie

La recherche de la position des deux maximums locaux est réalisée en considérant premièrement, qu'il existe une continuité de la surface des feuilles et que deuxièmement $\bar{z}_{érable}(X,Y) < \bar{z}_{chêne}(X,Y)$. En Figure 3-34, nous présentons la superposition de l'image optimale de la zone repérée par les encadrés en Figure 3-32 (b) pour chacune des feuilles sur les deux cartographies en relief correspondantes. Les figures sont construites grâce à la fonction « surf » de Matlab qui permet une représentation en 3 dimensions avec, pour chaque coordonnée X et Y et Z , une information d'amplitude, ici, l'absorbance en échelle de couleur (0-20 dB).

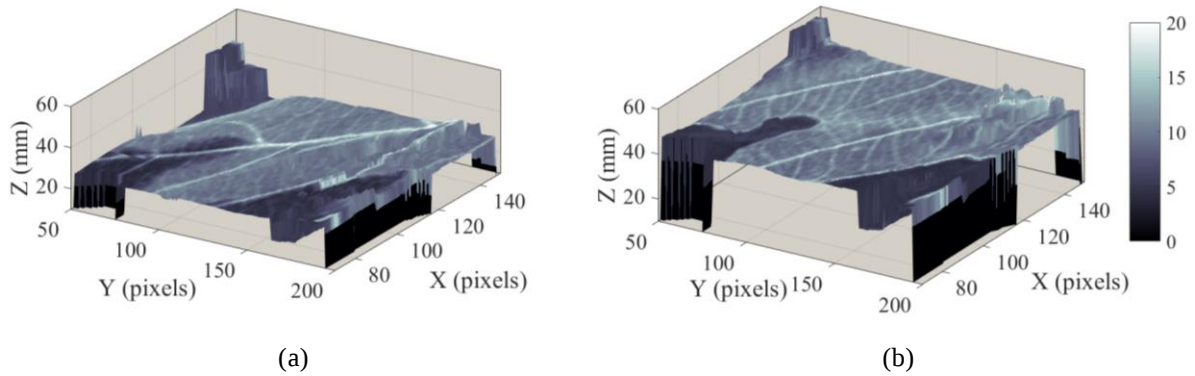


Figure 3-34 : Reconstitution avec algorithme SFF (a) Feuille d'érable (b) Feuille de chêne

On peut observer l'influence de l'absorption par la feuille de chêne sur l'image optimale de la feuille d'érable. Pour autant, malgré le fort contraste ($> 10 \text{ dB}$) induit par le bord de la feuille de chêne, la détermination de la position du maximum permet de retrouver la forme 3D de chacune des feuilles. Dans cette reconstruction, la profondeur de champ joue un rôle capital ; pour des raisons de chevauchement des gaussiennes, la distance entre les surfaces à reconstruire doit être supérieure à $\sigma_0 = z_R$. C'est ce critère qui définit la résolution optique transverse d'une reconstruction 3D obtenue par l'algorithme SFF. La résolution à 2,5 THz dans les 3 dimensions de la reconstruction est donc égale à :

$$Res_{3D} = \begin{cases} res_x = 0,35 \text{ mm} \\ res_y = 0,35 \text{ mm} \\ res_z \sim 3 \text{ mm} \end{cases} \quad (3.16)$$

On constate ici, l'importante différence que l'on peut avoir entre les résolutions radiales et la résolution

transverse, environ 10 fois inférieures. Cette étude montre qu'il est possible de reconstruire en 3D avec l'algorithme SFF, des objets comportant une dimension très inférieure aux deux autres. Pour autant ce n'est pas le seul moyen de mesurer la focalisation, d'autres algorithmes sont proposés dans la littérature et une revue appliquées à la microscopie optique est donnée dans [132][133].

Dans cette partie, nous avons présenté des reconstructions 3D de qualité obtenues à partir du système d'imagerie plein champ à 2,5 et du système d'imagerie hybride à 3,78 THz. C'est grâce à un éclairage homogène et des algorithmes adaptés au rayonnement terahertz qu'il est possible de reconnaître, sans équivoque, l'objet en question avec la possibilité de visualiser l'intérieur de cet objet optiquement opaque.

3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous démontrons la possibilité d'imager rapidement en 2D et en 3D que ce soit en mode transmission ou en mode réflexion, grâce aux techniques d'homogénéisation à 2,5 et 3,78 THz présentés dans le chapitre précédemment. Nous avons obtenu des performances parfois équivalentes à l'imagerie point par point. Pour rendre compte des possibilités d'applications de l'imagerie terahertz au CND, nous avons tout d'abord étudié la capacité des imageurs à détecter un détail dans un objet composé d'un matériau donné. Nous avons sélectionné quatre matériaux opaques optiquement et transparents sur une partie de la bande THz, notamment des matériaux utilisés pour l'impression 3D d'objets de forme complexe. Les propriétés optiques sur la bande 0,1 - 4 THz de ces 4 matériaux ont été estimées à partir d'un spectromètre terahertz à domaine temporel, le Teraview TPS 3000. Alors que l'indice de réfraction peut être considéré comme quasi constant sur toute la bande, le coefficient d'absorption augmente de manière générale avec la fréquence jusqu'à atteindre une valeur trop importante pour être mesurée par le spectromètre, comme le PEEK à partir de 1 THz. Le RSB des imageurs n'étant pas infini, l'épaisseur de l'objet à imager est limitée. Nous avons calculé le RSB restant après traversée de l'objet en fonction de son épaisseur, pour les quatre matériaux et pour quatre fréquences différentes ; 0,286 ; 0,835 ; 2,5 et 3,78 THz, les trois dernières correspondantes aux trois sources disponibles. Concernant le pouvoir de résolution optique, c'est avec une mire imagée en réflexion que nous avons évalué la taille minimale du détail qu'il est possible de résoudre. Pour comparer la résolution optique des images, nous avons utilisé un autre spectromètre, le Terapulse 4000 qui a été adapté en mode réflexion avec un angle d'incidence sur l'OAI de moins de 5°. L'angle d'incidence de l'imageur plein champ, d'environ 10°, induit un éclairage de l'objet peu homogène, bien que dépourvues d'interférences grâce aux deux techniques d'homogénéisation décrites au chapitre précédemment. Pour autant, la résolution de 0,355 mm (ou 1,4 paire de lignes par mm) de l'image plein champ à 2,5 THz s'est avérée meilleure que celle obtenue par point par point de 0,446 mm (ou 1,1 pl/mm) à la même fréquence. Concernant l'imageur à 3,78 THz, nous avons comparé les images de la mire avec deux objectifs différents ; l'objectif de grandissement $\frac{1}{4}$ et un autre objectif avec un grandissement plus grand et donc plus adapté à la longueur d'onde de 79 μm . Cet objectif, composé de deux lentilles f/2 sphériques concave-convexe en silicium, a été conçu sur Zemax pour obtenir un grandissement de $\frac{1}{2}$. De plus, nous avons cherché à obtenir une résolution optique optimale sur une zone de 10*10 mm² au plan objet, soit 5*5 mm² sur le plan du capteur. On montre que la résolution mesurée de 0,280 mm (1,78 pl/mm) à partir de l'image obtenue avec l'objectif optimisé pour 3,78 THz est meilleure que celle obtenue avec l'objectif $\frac{1}{4}$ de 0,5 mm (1 pl/mm). Malgré une longueur d'onde environ 30% plus courte qu'à 2,5 THz, le RSB limité de l'imageur à 3,78 THz ne permet

pas d'augmenter la résolution optique de manière significative, elle est même inférieure lorsque l'objectif $\frac{1}{4}$ est utilisé. Pour comprendre et rendre compte des effets sur l'image d'un éclairage non homogène, nous avons comparé ces résultats expérimentaux de contraste avec des simulations Zemax de la fonction de transfert de modulation (MTF), en considérant différents angles de divergence au centre optique des objectifs $\frac{1}{4}$ et $\frac{1}{2}$ et pour les fréquences de 2,5 et 3,78 THz.

Une seconde partie a été consacrée à la correction de la distorsion induite par une utilisation dégradée de l'objectif $\frac{1}{4}$, c'est à dire avec une distance de travail différente de la distance optimale de 196 mm. Nous avons tout d'abord évalué les aberrations géométriques de l'objectif, dans sa configuration optimale, notamment sa distorsion de moins de 0,1 %. Puis la distance de travail augmentée jusqu'à 230 mm révèle une distorsion en forme de coussinet. Grâce à un masque imprimé en 3D dans un matériau absorbant d'Acrylonitrile Butadiène Styrène (ABS) et contenant des ouvertures régulièrement espacées, la distorsion induite est alors mesurée et corrigée par un traitement d'image. Ce même traitement est ensuite appliqué à une image quelconque pour permettre une représentation plus fidèle de l'objet réel dans ce mode non optimal d'utilisation de l'objectif $\frac{1}{4}$.

Dans une deuxième partie, nous avons montré les possibilités d'imager des objets opaques à la lumière par la technique d'imagerie point par point, plein champ et hybride. L'acquisition plein champ d'un Tag RFID en transmission à 2,5 THz révèle une qualité d'image équivalente à celle obtenue par l'imageur TDS point par point à la même fréquence, tout en réduisant le temps d'acquisition d'un facteur de plus de 250 000. La dynamique de contraste de l'imageur hybride à 3,78 THz en revanche, n'est pas en mesure de rivaliser avec celle de l'imageur point par point, doté de la même source QCL modulée et d'une détection par un capteur pyroélectrique associé à un amplificateur à détection synchrone. Nous avons ensuite montré une augmentation du contraste sur l'image point par point à 3,78 THz du Tag après un filtrage spatial, passant de 0,4 à 0,6. Ce filtrage est réalisé par l'insertion d'un diaphragme de diamètre 0,4 mm au point source secondaire (voir chapitre 2). Nous avons ensuite réalisé une étude complète à 3,78 THz sur la recherche de défaut dans une pièce céramique imprimée en 3D d'épaisseur 1,43 mm et contenant des canaux reliant deux ouvertures. Cette pièce a été imagée à 3,78 THz, en réflexion et en transmission et par les imageurs point par point et hybride à 3,78 THz avec l'objectif $\frac{1}{2}$. L'imageur hybride en transmission peine à révéler la présence des canaux dans la pièce, en raison du RSB limité. L'imagerie point par point quant à elle a permis à la fois une visualisation des canaux mais aussi une détection de plusieurs défauts de fabrication. L'image par un microscope optique en transmission dans la partie visible du spectre montre elle aussi la présence des canaux mais la diffusion de la lumière par les particules fines de la céramique dégrade fortement la résolution optique, et ne permet pas la détection des défauts. En mode réflexion, nous avons mis en évidence une variation de l'épaisseur optique de la pièce, caractérisée par des interférences Fabry-Pérot. Bien que l'imageur hybride à 3,78 THz souffrent d'un manque cruel de RSB pour le CND de cette pièce en céramique, l'imagerie point par point a montré encore une fois le potentiel applicatif très important de l'imagerie THz pour le CND. Il serait intéressant de réaliser cette étude avec l'imageur plein champ à 2,5 THz et l'objectif $\frac{1}{2}$ et tenter de révéler les défauts rencontrés à 3,78 THz.

La dernière partie est consacrée à la reconstruction rapide d'images en régime terahertz 3D, en considérant deux approches. D'une part, avec les algorithmes tomographiques itératifs adaptés à l'imagerie terahertz point par point, nous avons pu reconstruire rapidement deux objets opaques à la lumière, à partir de

projections obtenues par les techniques d'imagerie plein champ. Une tête de vaporisateur opaque à la lumière est reconstruite, en tenant compte du profil gaussien du faisceau par l'algorithme OSC, implanté dans le logiciel 3D Noctylio, et à partir de 750 projections à 2,5 THz. Avec les outils de vue en coupe et de transparence inclus dans le logiciel, des parties de l'objet, comme la gâchette ou le tube permettant au produit de sortir du vaporisateur, sont clairement identifiables. Un autre objet reconstruit à 3,78 THz à partir de 36 projections a montré là aussi une excellente résolution, du moins en surface ; c'est un bouchon de stylo noir et opaque à la lumière. D'autre part, nous avons proposé et expérimenté la technique SFF pour *Shape From Focus*, dans le but de reconstruire des objets présentant une dimension bien inférieure aux deux autres. Elle consiste à mesurer le contraste, ou le pouvoir de focalisation, d'une série d'images plus ou moins nettes de l'objet, prises à différentes distances par rapport à l'objectif. L'évolution du contraste pouvant être assimilée à une gaussienne, son maximum est utilisé pour en déduire l'intensité permettant de retrouver une image nette partout. Une interpolation de la mesure de focalisation en chacun des pixels procure une cartographie en relief pour une reconstruction en 3D. De plus, étant donné le pouvoir de pénétration du rayonnement terahertz dans les matériaux opaques optiquement, on peut aussi reconstruire un objet composé de plusieurs surfaces. Pour montrer cela, deux feuilles empilées l'une sur l'autre ont été imagées simultanément ; une feuille d'érable ainsi que la feuille de chêne devant cette dernière. La représentation dans un même repère des images nettes d'une partie des deux feuilles, chacune collée sur sa cartographie respective permet de reconstruire le tout en 3D. L'algorithme SFF pour le rayonnement terahertz montre alors la possibilité de d'obtenir une représentation d'un objet à partir d'une suite d'images prises en transmission à différentes distances avec l'objectif. Cela donne de nouvelles perspectives quant aux futures applications au contrôle non destructif 3D lorsque la tomographie échoue à détecter et localiser un éventuel défaut.

Enfin, si l'on peut considérer la détection de défauts comme répondant au besoin d'un contrôle non destructif, la mesure de la taille de ce défaut peut s'avérer très utile pour le contrôle qualité des pièces une fois fabriquée. Dans le chapitre suivant, nous allons évaluer la capacité des imageurs terahertz en général (point par point et plein champ) à restituer les représentations 2D et 3D avec leurs dimensions, grâce à des calculs réalisés directement sur les images et par des critères de mesures objectifs.

Chapitre 4 : Évaluation des dimensions par imagerie THz

Dans ce chapitre, nous proposons d'évaluer les dimensions d'objets à partir de leurs images terahertz. Cette étude est motivée par une demande pressante de métrologie à l'aide des systèmes « terahertz » pour mesurer une dimension d'un objet à partir de son image. De plus, avec les nouvelles possibilités qu'offre la fabrication additive en matière de complexité des formes et de tolérance de fabrication, il paraît très intéressant de démontrer l'imagerie terahertz comme moyen de contrôle qualité efficace. En effet, certaines pièces imprimées en 3D peuvent contenir des cavités internes, par exemple, dont seule une technique de contrôle non destructif comme l'imagerie terahertz ou l'imagerie par rayon X est en mesure d'évaluer les dimensions. Une étude sur la capacité à retrouver les coordonnées d'ouvertures circulaires dans des objets transparents au rayonnement terahertz sera réalisée, premièrement à partir d'image obtenue point par point en 2D, puis dans un espace 3D à partir de la reconstruction tomographique calculée à 2,5 THz avec l'imageur plein champ. La suite sera consacrée à l'évaluation des dimensions de surface et de volume d'objets imprimés en 3D à partir de leur reconstruction tomographique à 0,287 THz. Enfin, une technique de limitation des effets de réfractions aux interfaces, visant à améliorer les reconstructions 3D d'objets de formes complexes, permettra une meilleure évaluation des dimensions.

4.1 Estimation des coordonnées et diamètres d'ouvertures circulaires

Comme introduit au chapitre 1.3.2, la capacité à estimer la position d'un objet à partir d'une image obtenue point par point peut dépendre à la fois de la longueur d'onde de rayonnement du système d'imagerie mais aussi de l'incertitude sur l'intensité optique dans la chaîne de mesure. Dans cette partie nous allons proposer une approche pour extraire, premièrement, les coordonnées du centre d'ouvertures dans un objet puis deuxièmement, leur diamètre.

Pour estimer les coordonnées des ouvertures présentes dans une image, nous allons utiliser une méthode itérative basée sur la transformée circulaire de Hough [134]. Nous avons choisi cette méthode pour sa capacité à détecter des formes circulaires malgré la présence de bruit et de variation importante d'éclairage dans l'image. Elle peut être utilisée pour détecter la présence de personnes sur une photo [135] ou pour estimer automatiquement la position du centre de la pupille des yeux [136]. Enfin, une estimation du diamètre de l'objet circulaire est aussi proposée avec cet algorithme. Une deuxième méthode d'évaluation du diamètre

consiste à mesurer les deux positions des bords de l'ouverture grâce à deux ajustements par une fonction « erreur » modifiée. L'évolution de l'intensité transmise, à mesure que le bord métallique est déplacé dans le faisceau gaussien focalisé, peut être modélisée par l'équation (4.1). Cette fonction correspond à l'intégrale de l'intensité optique transmise par la partie transparente $T(x)$ en fonction de la position du bord x déplacé par rapport à celle du centre du faisceau gaussien x_0 . Lorsque $x = x_0$, le bord se trouve exactement au centre du faisceau gaussien et sa position est trouvée dans le repère du profil de l'image obtenue.

$$T(x) = \frac{I(x)}{I(x_0)} = \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{2} \frac{(x-x_0)}{\omega_0}} e^{-t^2} dt \right) \quad (4.1)$$

Les valeurs que peut prendre cette fonction sont comprises entre 0 et 1. Elle est croissante si le bord opaque est situé en $x < x_0$ et est décroissante dans l'autre cas, d'où la présence de $\pm$ dans l'équation. Avec un ajustement du profil par cette équation, la connaissance d'un a priori sur ses paramètres permet d'estimer la position du bord ainsi que de la taille du faisceau directement. Dans le cas où le bord en question est transparent, il convient d'ajouter un offset sur l'équation (4.1) pour tenir compte d'une transmission non nulle à travers l'objet. En revanche, les phénomènes tels que les pertes par réflexion, les interférences entre des rayons ayant pris des chemins différents ou encore l'effet Fabry Péroth lorsque l'objet est plan (qui peuvent induire un profil non représentatif de l'objet) ne seront pas pris en compte. Lorsque l'objet est transparent, un autre critère peut être utilisé, c'est lorsque l'intensité mesurée est minimale ; on peut considérer qu'à cette position, une grande partie du faisceau est « déviée » hors du système d'imagerie. Cela se traduit sur l'image par un minimum de transmission correspondant à la position du bord.

4.1.1 Estimation en 2D à partir de l'imagerie point par point

Nous allons estimer la position des centres ainsi que le diamètre de plusieurs ouvertures traversantes dans une pièce calibrée. Cette pièce a été obtenue par une impression 3D dans le matériau polymère d'ABS, très utilisé en fabrication additive. Elle a pour comme dimension radiale $L \times L = 50 \times 50 \text{ mm}^2$, une épaisseur de $d = 8 \text{ mm}$ et des ouvertures circulaires, traversantes dans l'épaisseur, de 4 mm de diamètre. Le modèle CAO (conception assistée par ordinateur) avant impression de la pièce est présenté en Figure 4-1 (a).

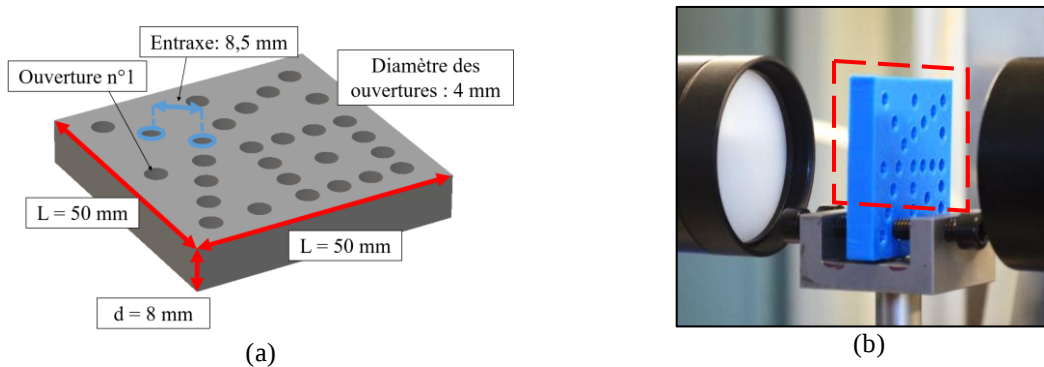


Figure 4-1 : (a) Modèle 3D utilisé pour la fabrication additive de l'objet test (b) objet imprimé en cours d'imagerie point par point à 0,287 THz

L'imageur point par point est composé de la source Gunn à 0,287 THz avec un cornet de section carrée,

de quatre lentilles en PTFE de 50 mm de diamètre et d'un détecteur Schottky avec cornet conique, relié à un amplificateur à détection synchrone SR830. Les lentilles de focalisation sur l'objet et de collimation après traversée sont toutes deux de 50 mm de focale, et donc avec une ouverture $f/1$. Une description plus détaillée de l'imageur ainsi qu'une mesure de sa résolution optique est présentée en Annexe IV.

Une photo de l'OAI déplacé dans le faisceau focalisé de l'imageur à 0,287 THz est montrée en Figure 4-1 (b). L'image obtenue est composée de 160 par 240 pixels et le pas entre deux points est de 0,25 mm. Avec un coefficient d'absorption de $0,97 \text{ cm}^{-1}$ à 0,287 THz et un indice de réfraction de 1,62, l'absorbance attendue après traversée dans le matériau plein est de 3,9 dB ; on peut négliger l'effet Fabry-Pérot dans la pièce car $(r_{\text{ABS-air}})^4 * e^{-2d\alpha_{\text{ABS}}} \simeq 0,0006$.

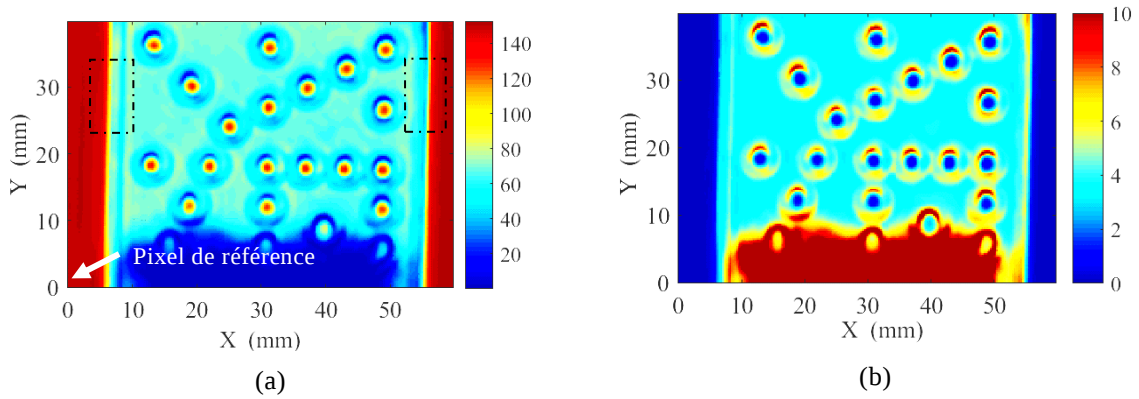


Figure 4-2 : Image de l'objet test à 0,287 THz (a) en transmission en mV (b) d'absorbance en décibels

En Figure 4-2, l'image en transmission (a) et l'image d'absorbance (b) sont présentées. Puisque l'éclairage est le même quel que soit le pixel de l'image point par point, l'absorbance est calculée en prenant pour référence, le pixel de coordonnée (1,1) où la perturbation par l'objet sur le faisceau focalisé de rayon 1,9 mm peut être considérée comme négligeable. On constate que sur l'image d'absorbance, apparaissent des pics d'absorbances ($< 10 \text{ dB}$) en forme de croissants autour des trous. Ceux-ci peuvent être expliqués par une partie du faisceau passant dans l'ouverture qui interfère avec une autre partie du faisceau traversant l'objet. On remarque aussi que tous ces croissants sont situés soit sur la partie supérieure soit sur la partie inférieure des ouvertures. Cette dissymétrie peut être due à un profil du faisceau focalisé non circulaire (elliptique). Malgré ces effets non représentatifs de l'objet, nous allons premièrement, évaluer les coordonnées du centre des ouvertures puis deuxièmement, estimer leur diamètre grâce à l'ajustement décrit précédemment.

Une estimation automatique des coordonnées du centre des 15 ouvertures est réalisée par la fonction Matlab® « *imfindcircles* » basée sur la transformée circulaire de Hough, avec comme paramètre d'entrée : l'image en transmission Figure 4-2 (a), un rayon minimal $r_{\min} = 5 \text{ pixels}$ et un rayon maximal $r_{\max} = 15 \text{ pixels}$. Cette méthode est très efficace pour trouver les coordonnées du pixel correspondant au centre de l'objet circulaire ainsi que leur diamètre. Cependant, cette méthode ne permet pas une estimation des coordonnées plus précise que la résolution numérique de 0,25 mm par pixel. De plus, pour des diamètres d'ouvertures inférieures à 10 pixels, la fonction « *imfindcircles* » ne garantit pas la précision de l'estimation des coordonnées. En revanche, l'intensité mesurée autour du centre des ouvertures peut être utilisée pour ajuster les coordonnées des centres par une fonction gaussienne en 2 dimensions. Cet ajustement est réalisé sur un carré de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ autour des coordonnées du centre estimées par la transformée circulaire de Hough. La superposition de l'image en transmission de l'ouverture n°8 et son ajustement gaussien sont présentés en

Figure 4-3.

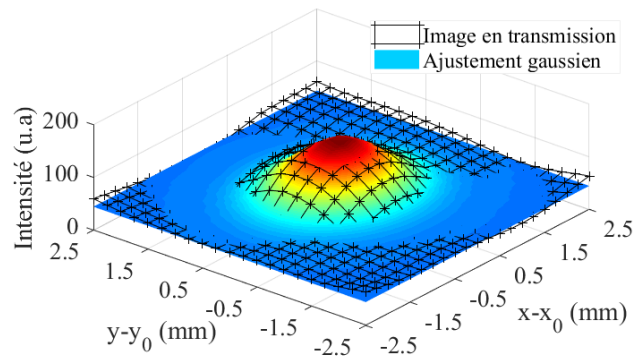


Figure 4-3 : Superposition de l'image en transmission de l'ouverture n°8 avec son ajustement gaussien

En répétant l'opération sur les 14 autres ouvertures sélectionnées, nous avons pu estimer les coordonnées X et Y de chacun des centres avec une incertitude inférieure à 0,05 mm sur l'intervalle de confiance de 95 % de la loi normale (2σ). Dans le Tableau 4-1, les entraxes ρ_{exp} entre toutes les ouvertures et l'ouverture n°1 sont comparés à ceux du modèle ρ_m . On constate que l'écart $\rho_{exp} - \rho_m$ entre l'entraxe estimé par l'ajustement gaussien et celui prévu par le modèle 3D avant impression de la pièce est de moins de 0,12 mm.

Ouvertures n°	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$X \pm 0.05$	13,48	43,66	49,53	22,58	13,98	49,80	31,63	19,84	37,53	49,53
$Y \pm 0.05$	18,75	33,29	27,16	18,51	36,65	36,10	36,62	30,55	18,22	17,93
$\rho_{exp} \pm 0.05$	0	33,49	37,01	9,10	17,91	40,24	25,47	13,40	24,05	36,05
$\rho_m \pm 0.05$	0	33,54	37,13	9,00	18,00	40,25	25,46	13,42	24,07	36,11
$\rho_{exp} - \rho_m \pm 0.05$	0	0,05	0,12	-0,1	0,09	0,01	-0,01	0,02	0,02	0,06

Ouvertures n°	11	12	13	14	15
$X \pm 0.05$	43,4	31,63	25,75	31,42	37,76
$Y \pm 0.05$	18,21	27,44	24,38	18,48	30,23
$\rho_{exp} \pm 0.05$	29,92	20,12	13,50	17,94	26,85
$\rho_m \pm 0.05$	30,02	20,12	13,51	18,00	26,84
$\rho_{exp} - \rho_m \pm 0.05$	0,1	0	0,01	0,06	0,01

Tableau 4-1 : Coordonnées et entraxes du centre des 15 ouvertures estimés par imagerie terahertz ; comparaison avec l'entraxe attendu.

Malgré une longueur d'onde de 1 mm et une discrétisation de 0,25 mm, la recherche automatique des centres par la transformée circulaire de Hough combinée à l'ajustement gaussien permet une évaluation automatique de la distance entre une ouverture par rapport à 14 autres avec un écart par rapport au modèle de 0,05 mm en moyenne.

En ce qui concerne le diamètre, la transformée de Hough l'estime à 2,64 $\pm$ 0,03 mm, soit un biais de - 1,36 mm sur le diamètre réel. Nous proposons d'utiliser l'ajustement par la fonction erreur en chacun des bords des ouvertures et selon l'axe vertical et l'axe horizontal. En Figure 4-4, les profils horizontaux et verticaux en transmission de l'ouverture n°8 de l'objet sont présentés. Deux ajustements par l'équation (4.1)

sont réalisés pour chacun des profils : un ajustement pour le bord gauche de l'ouverture (profil montant) et un ajustement pour le bord droit (profil descendant). Le calcul de x_0 est ensuite utilisé pour en déterminer une estimation de la position des deux bords de l'ouverture.

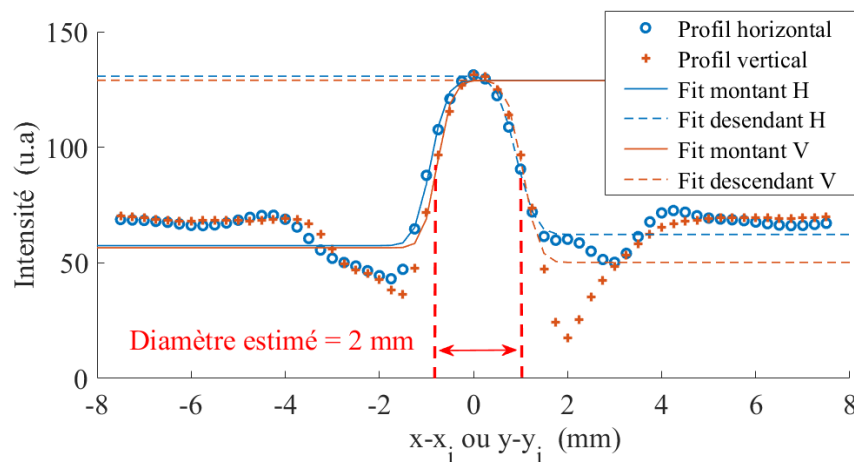


Figure 4-4 : Ajustement par une fonction erreur des profils horizontaux et verticaux de transmission montante et descendante dans l'ouverture numéro 8

C'est à partir de ces deux positions que sont calculés les diamètres des ouvertures selon l'axe X et Y. Le diamètre horizontal moyen calculé pour toutes les ouvertures est de 1,8 mm avec un écart-type de 0,1 mm et le diamètre vertical moyen de 2,0 +/- 0,2 mm, soit un biais de - 2 mm sur la dimension réelle. Alors que pour le clinquant métallique en Annexe I, l'ajustement par la fonction erreur permet une évaluation de sa largeur avec un biais de seulement 0,02 mm, cette méthode n'est pas adaptée lorsque ouverture est de dimension seulement 4 fois supérieure à la longueur d'onde et/ou lorsque dans un matériau transparent.

Objet à mesurer		Dimension attendue	Critère avec fonction erreur	Critère du minimum	Transformée circulaire de Hough
Diamètre des ouvertures (Moyenne et écart-type sur 15 ouvertures) (mm)	Horizontal	4	1,8 +/- 0,1	4,7 +/- 1.1	2,6 +/- 0,03
	Vertical		2,0 +/- 0,2	3,7 +/- 0.7	
Largeur de l'objet (Moyenne et écart-type sur 46 profils) (mm)		50	49,82 +/- 0,03	46,83 +/- 0.12	-

Tableau 4-2 : Estimation du diamètre moyen des ouvertures et de la largeur de l'objet test ; comparaison avec les dimensions attendues

Ce biais systématique sur l'évaluation du diamètre des ouvertures peut avoir deux explications : la première explication réside dans la limite de diffraction du système d'imagerie ; l'objet à imager est de dimension seulement 4 fois supérieure à la longueur d'onde et la profondeur de champ ($2z_R$) calculée de 4,6 mm est deux fois inférieure à l'épaisseur de l'objet. L'autre raison est imputable aux diffusions multiples sur un bord qui peuvent induire, par interférence, un profil de transmission non représentatif de l'objet. Dans le Tableau 4-2, nous pouvons comparer les résultats des dimensions mesurées par deux critères : l'estimation par l'ajustement numérique et le critère du minimum. On constate une meilleure évaluation du diamètre des ouvertures par le critère du minimum mais avec un écart type plus grand que par l'ajustement gaussien.

On peut mesurer la distance entre deux bords de ce même objet transparent, séparés d'une plus grande

distance pour s'affranchir des effets de proximité, et conclure sur l'origine du biais. Les positions X des deux bords sur tous les profils de l'intervalle $Y = [21 ; 32,5]$ dans l'encadré noir de la Figure 4-2 (a) sont déterminées par l'ajustement gaussien. On déduit une largeur moyenne de 49,82 mm avec un écart type de 0,03 mm sur les 47 profils mesurés sur toute la largeur, soit un biais par rapport au modèle de - 0,18 mm. On retrouve finalement une dimension cohérente avec le modèle.

Pour limiter les effets de proximité d'un bord à l'autre, on peut augmenter la fréquence utilisée pour imager, et ainsi mesurer plus précisément les dimensions des ouvertures. Quatre ouvertures de ce même objet sont imagées point par point, cette fois-ci avec le spectromètre TPS 3000 (0,1 - 4 THz) en transmission associé à deux platines de translation X et Y avec un pas de 0,1 mm. Une des surfaces externes de l'objet est positionnée au plan focal du spectromètre. Nous avons vu au chapitre 3.1.2 que l'acquisition d'un signal temporel sur plusieurs points X et Y peut être utilisé pour imager à une fréquence désirée après une FFT. En Figure 4-5, des images de l'amplitude de la FFT d'une partie de l'objet sur un carré de $16*16 \text{ mm}^2$ sont présentées pour quatre fréquences différentes.

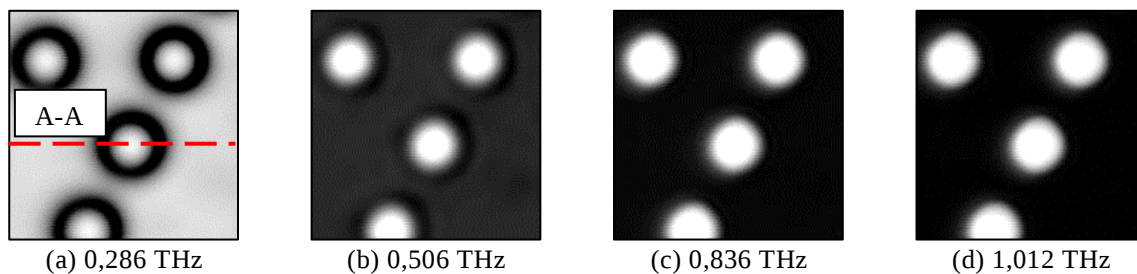


Figure 4-5 : Image de quatre ouvertures de l'objet test à quatre fréquences (0,286 THz ; 0,506 THz ; 0,846 THz ; 1,012 THz)

A 0,286 et 0,506 THz, on observe une diminution de l'intensité au bord des ouvertures tandis qu'à plus haute fréquence, la transmission dans l'objet devient négligeable. On retrouve ici les profils annulaires que l'on pouvait observer à 0,287 THz avec l'imageur monofréquence.

On peut aussi analyser directement des images représentatives du signal dans le temps. Dans le vocabulaire du contrôle non destructif, le terme de C-scan correspond à une image selon les dimensions spatiales X et Y pour un temps donné, tandis qu'un B-scan est une image pour un Y fixé (ou X) selon une dimension spatiale (X ou Y) et la dimension temporelle. En Figure 4-6, le B-scan du signal mesuré après traversée de l'objet le long de la coupe A-A de la Figure 4-5 (a) est présenté. On peut observer le décalage dans le temps et l'augmentation de l'amplitude du signal à mesure que le faisceau s'approche de l'ouverture dont le centre est estimé, dans ce repère, à la position $X = 8,5 \text{ mm}$.

Nous avons également représenté quatre signaux aux points de coordonnées $X = \{0 ; 4,5 ; 6,5 \text{ et } 8,5 \text{ mm}\}$. On peut observer les deux impulsions séparées de 16,5 ps correspondantes pour la première à une traversée dans l'ouverture (AIR) et pour la deuxième à une traversée dans l'objet (ABS). Ces quatre coordonnées sont toutes remarquables :

- En $X_1 = 0 \text{ mm}$, le signal est composé d'une seule impulsion car tout le faisceau traverse l'objet d'épaisseur 8 mm
- En $X_4 = 8,5 \text{ mm}$, on constate qu'il existe un maximum de transmission au centre de l'ouverture caractérisé par une impulsion dont l'amplitude maximale est située à $t = 8,9 \text{ ps}$ en avance de phase

par rapport au signal en $X = X_1$. De plus, on peut observer une deuxième impulsion basse fréquence dont le maximum est situé à environ 11,5 ps et dont l'origine est une propagation guidée dans l'ouverture. Enfin, une troisième impulsion, synchronisée avec celle en $X = X_1$, montre qu'une partie du faisceau a traversé l'objet.

- En $X_3 = 6,5$ mm, le centre du profil gaussien du faisceau est situé au bord gauche théorique de l'ouverture.
- En $X_2 = 4,5$ mm, la distance séparant le centre du faisceau du bord gauche de l'ouverture est égale au rayon théorique de l'objet. On peut constater l'influence de l'ouverture sur le faisceau, par l'apparition d'un pic atténué et synchronisé avec le pic principal en $X = X_4$.

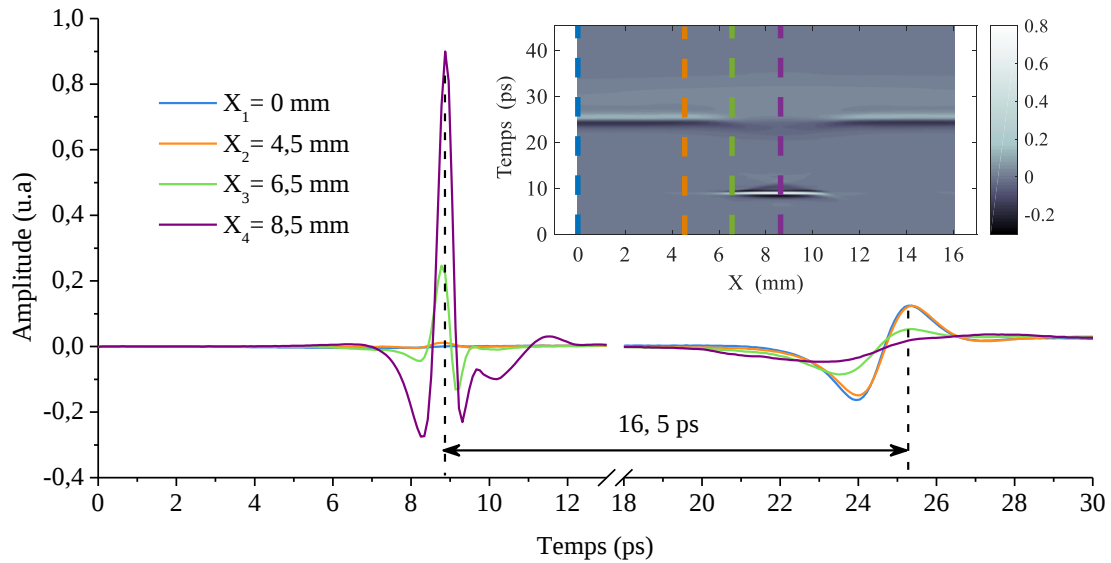


Figure 4-6 : B-scan de la coupe A-A et signal en fonction du temps aux 4 points de coordonnées $X = \{0 ; 4,5 ; 6,5 \text{ et } 8,5 \text{ mm}\}$

Bien qu'il existe une propagation guidée à l'interface AIR-ABS dans l'ouverture, nous allons proposer un découpage du signal avec une partie du faisceau ne traversant que l'objet et une autre partie ne traversant que l'air. Avec la mesure cohérente, nous pouvons séparer dans le temps les deux impulsions. Deux FFTs sont réalisées pour chacun des points du profil ; une première en ne considérant que les mesures effectuées sur l'intervalle de temps $T_1 = [0, 18] \text{ ps}$ et une deuxième sur $T_2 = [18, 45] \text{ ps}$, le reste du signal est remplacé par une amplitude nulle (zeros padding) pour garder la même résolution fréquentielle de 22 GHz dans les deux cas. En Figure 4-7, l'amplitude de la FFT est tracée en échelle logarithmique en fonction de la fréquence pour les quatre positions X_1 à X_4 et en considérant chacune des deux intervalles séparément T_1 et T_2 . On peut noter la décroissance du signal à mesure que la fréquence augmente. Si l'on considère un niveau de bruit de -20 dB, on peut constater que l'objet est opaque au-delà de $F = 1 \text{ THz}$.

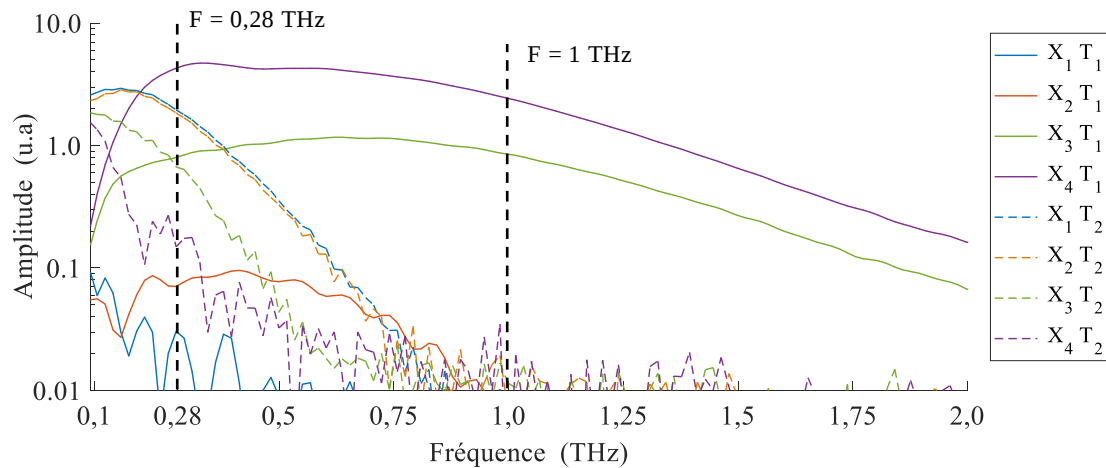


Figure 4-7 Module de la FFT en fonction de la fréquence du rayonnement, calculé pour les deux intervalles de temps T_1 et T_2 aux quatre positions $X = \{0 ; 4,5 ; 6,5 \text{ et } 8,5 \text{ mm}\}$

En revanche, pour les fréquences subterahertz, on peut constater des amplitudes bien supérieures au niveau de bruit après transmission à travers l'objet et notamment à la fréquence de 0,28 THz pour la position X_3 . On peut alors s'attendre à des interférences si l'on tente d'imager avec une détection incohérente, en cette position où le faisceau terahertz est « coupé en deux parties » par le bord de l'ouverture.

Tout comme le B-scan est une image sur une dimension spatiale et de temps, nous pouvons représenter une image sur une dimension spatiale et une dimension spectrale pour visualiser le profil à plusieurs fréquences. L'intensité en décibels calculée en Figure 4-6 (a), (b) et (c) est obtenue après une FFT sur les intervalles de temps $T_1 + T_2$, T_1 et T_2 respectivement.

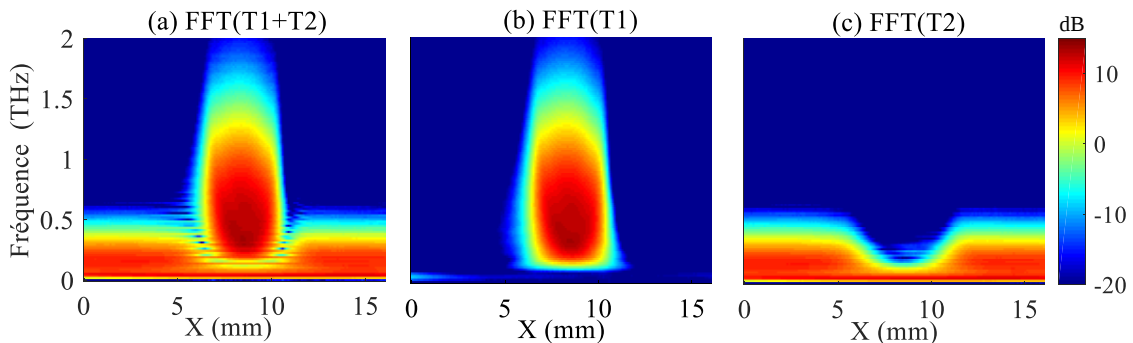


Figure 4-8 : B-scan fréquentiel en décibels (a) FFT sur T_1+T_2 (b) FFT sur T_2 (c) FFT sur T_1

En Figure 4-8 (a) l'intensité calculée en considérant les deux impulsions pour la FFT fait apparaître une modulation entre la première et la seconde impulsion. On peut se rendre compte de la difficulté rencontrée à estimer le diamètre de l'ouverture, que ce soit avec la méthode de l'ajustement par la fonction erreur ou bien avec le critère du minimum de transmission. L'estimation de la position du bord à gauche et à droite est effectuée sur FFT (T_1+T_2) de 0.3 à 2 THz en utilisant l'ajustement par la fonction erreur en chacun des deux bords des profils. On constate que malgré une longueur d'onde plus courte à plus haute fréquence ($\lambda=0.15 \text{ mm @ } 2 \text{ THz}$), un biais de $0,55 \pm 0,05 \text{ mm}$ à 2 THz subsiste sur l'estimation du diamètre de l'ouverture.

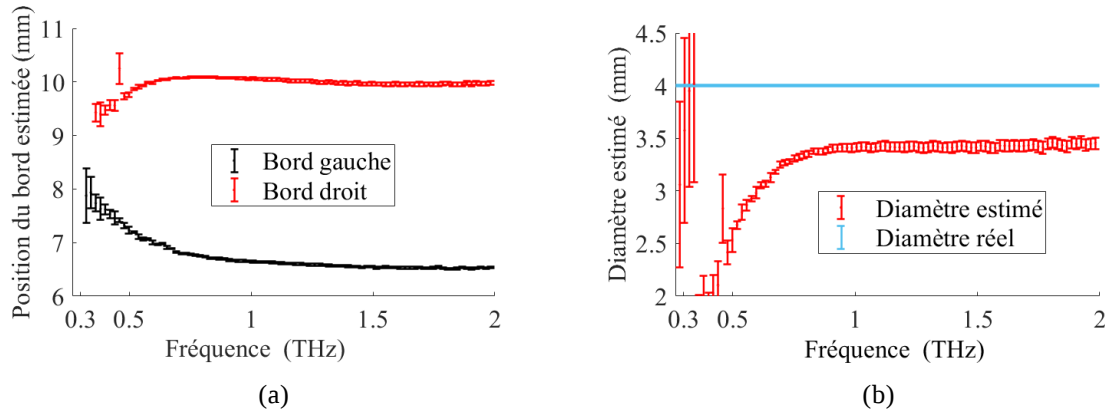


Figure 4-9 : (a) Estimation de la position du bord de l'ouverture numéro 8 sur 0.3 - 2 THz (b) Estimation du diamètre sur 0,3 - 2 THz

Ce biais peut être expliqué par une profondeur de champ qui diminue avec la fréquence. Pour s'en assurer, nous avons estimé le diamètre d'ouvertures circulaires de 4 mm de diamètre, dans 4 lames métalliques de différentes épaisseurs. En Figure 4-10, est présenté le modèle des quatre lames ainsi que les images d'amplitude après FFT, obtenues par l'imageur multifréquence à 0,287 ; 0,506 ; 0,836 et 1,012 THz. Les lames sont à chaque acquisition, disposées pour que leur surface arrière soit dans le plan focal du spectromètre.

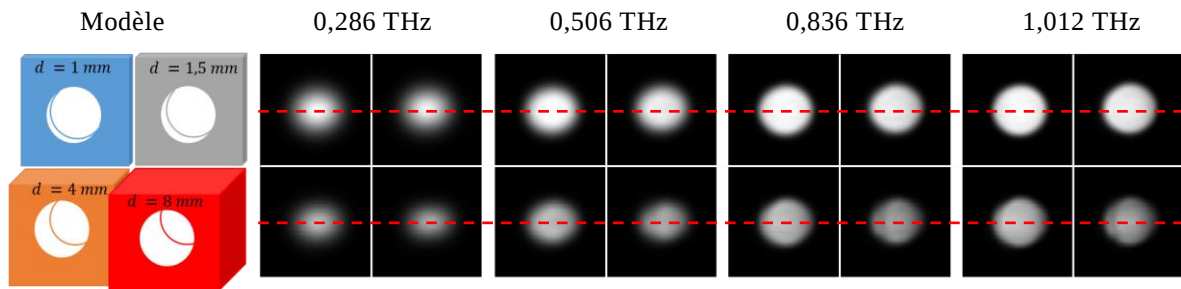


Figure 4-10 : Modèle des 4 lames métalliques d'épaisseur 1 ; 1,5 ; 4 et 8 mm, contenant chacune une ouverture de 4 mm de diamètre, et images d'amplitude calculées à 0,286 ; 0,506 ; 0,836 et 1,012 THz

On peut constater l'amélioration de la qualité des images à mesure que la fréquence augmente. Cependant, on remarque une importante diminution du diamètre de la tâche lorsque l'épaisseur est égale à 8 mm. Nous allons maintenant estimer le diamètre de ces ouvertures grâce à la transformée circulaire de Hough et par l'ajustement avec la fonction erreur.

En Figure 4-11, nous avons représenté les profils horizontaux des ouvertures dans les épaisseurs de 1 et 8 mm pour les quatre fréquences ainsi que les ajustements en chacun des deux bords. La détermination de $x = x_0$ est utilisée pour estimer le diamètre avec une incertitude sur la position de chacun des deux bords égale à l'écart type à 2σ de la loi normale (95% de confiance). On remarque l'augmentation du diamètre estimé à mesure que la fréquence augmente et lorsque l'épaisseur est de 1 mm. Avec l'épaisseur de 8 mm en revanche, on remarque qu'à 1,012 THz, elle n'est que de 3,76 mm, soit 0,24 mm de moins que l'épaisseur attendue.

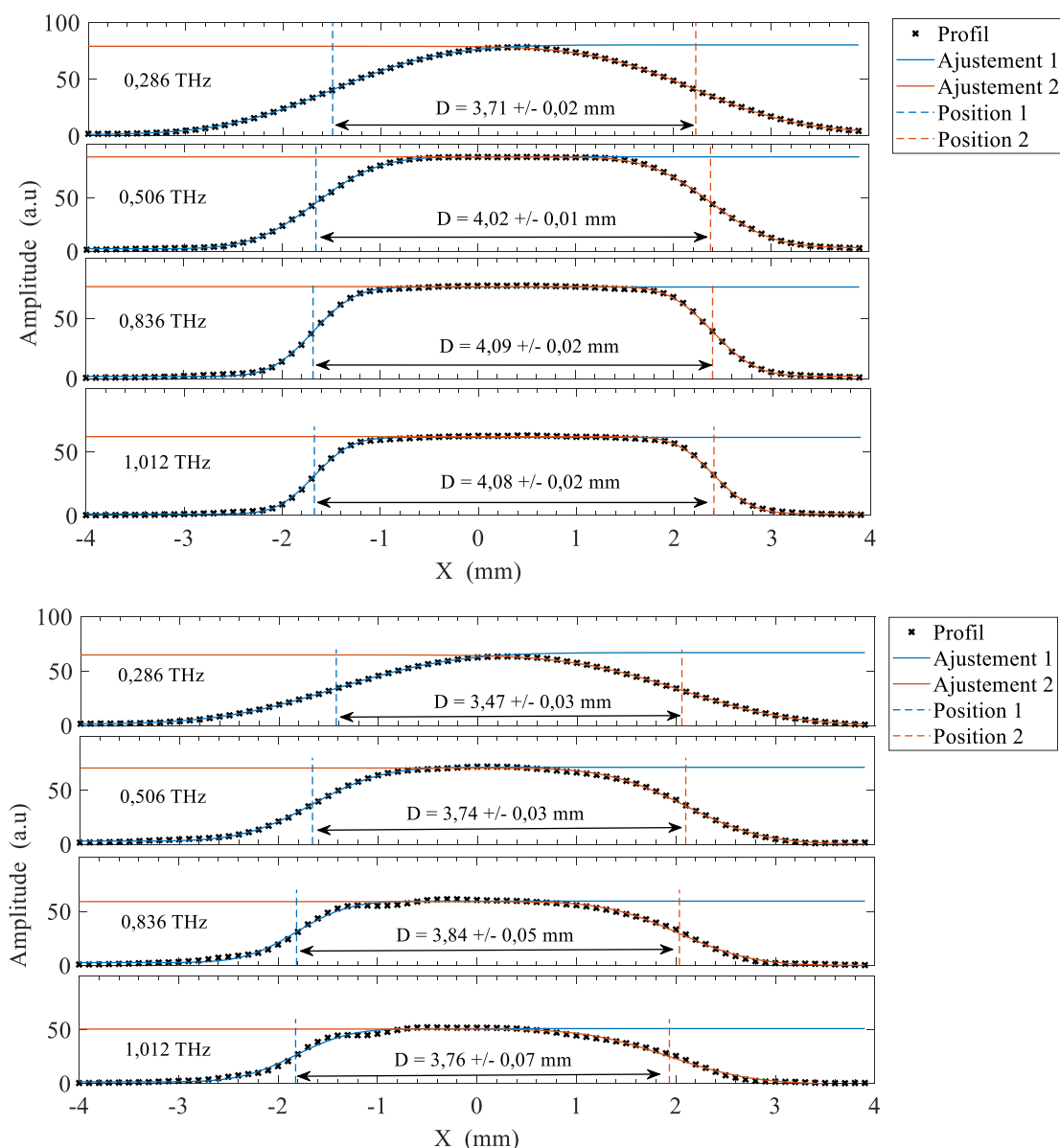


Figure 4-11 : Estimation du diamètre du trou dans la lame métallique d'épaisseur $d = 1$ et 8 mm à partir des profils d'amplitude horizontaux aux fréquences de $0,286$; $0,506$; $0,836$ et $1,012$ THz

De plus, on peut noter l'augmentation générale de l'incertitude sur la mesure dans l'épaisseur de 8 mm. Cette augmentation est synonyme d'un ajustement par la fonction erreur moins adapté. Pour confirmer la tendance, nous avons tracé le diamètre estimé sur la bande $0,3 - 3$ THz pour les épaisseurs de 1 , 4 et 8 mm en Figure 4-12.

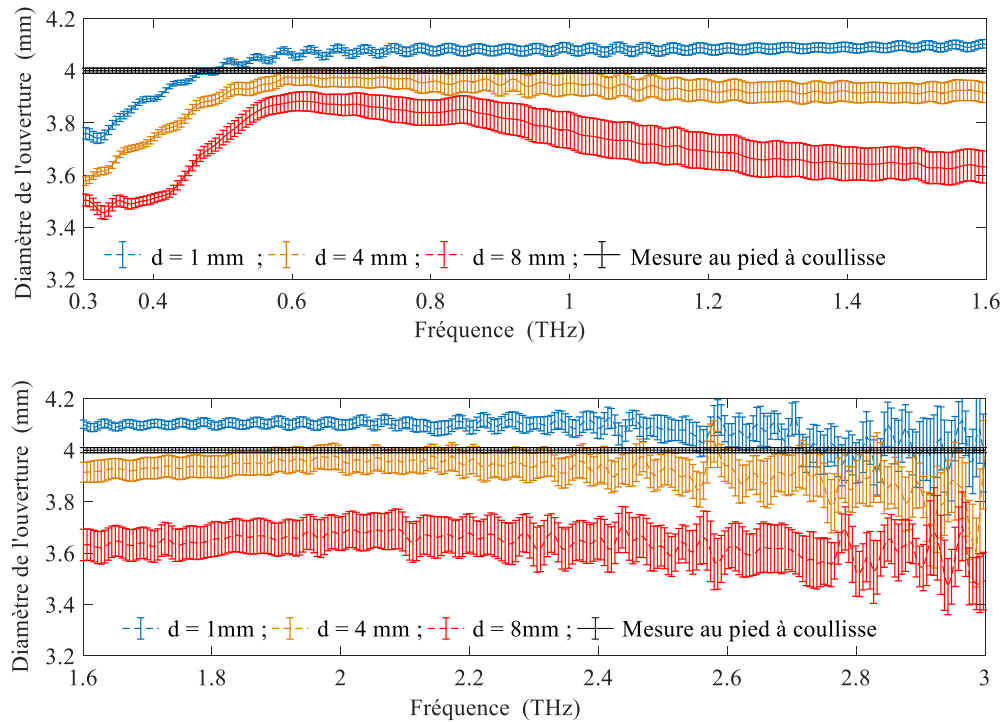


Figure 4-12 : Estimation avec l'ajustement par la fonction erreur du diamètre de l'ouverture dans la lame métallique d'épaisseur 1 ; 4 et 8 mm entre 0,3 et 3 THz.

On constate que le diamètre de l'ouverture dans l'épaisseur de 1 mm est surestimé de 0,8 mm, et que dans l'épaisseur de 4 mm, il est sous-estimé. Dans l'épaisseur de 8 mm, on remarque une importante diminution du diamètre estimé à partir de 3,8 mm à 0,82 THz jusqu'à un minimum de 3,65 mm à 1,6 THz. On retrouve ici l'effet de la profondeur de champ qui, diminuant avec la fréquence, contribue à sous-estimer le diamètre de l'ouverture.

Epaisseur de la lame métallique (mm)	Diamètre estimé par la transformée circulaire de Hough (mm)				
	F= 0,286 THz	F= 0,506 THz	F= 0,836 THz	F=1,012 THz	F=2,502 THz
1	3,5	3,4	3,5	3,6	3,9
1,5	3,3	3,2	3,3	3,4	3,8
4	2,8	2,8	3,3	3,4	3,7
8	2,7	2,7	3,2	3,4	3,6
Epaisseur de la lame métallique (mm)	Diamètre estimé par l'ajustement avec la fonction erreur (mm)				
	F= 0,286 THz	F= 0,506 THz	F= 0,836 THz	F=1,012 THz	F=2,502 THz
1	3,71	4,02	4,09	4,08	4,08
1,5	3,69	4,01	4,07	4,03	4,09
4	3,59	3,91	3,95	3,95	3,92
8	3,47	3,74	3,84	3,76	3,63

Tableau 4-3 : Comparaison des dimensions estimées des ouvertures par la transformée circulaire de Hough et l'ajustement avec la fonction erreur

Dans le Tableau 4-3, nous avons comparé les diamètres estimés par la fonction erreur et par la

transformée circulaire de Hough à plusieurs fréquences et notamment à 2,502 THz. On remarque qu'aux fréquences subterahertz, la transformée de Hough sous-estime fortement le diamètre ($\approx 0,5$ mm). A 2,502 THz, on constate une diminution du diamètre estimé lorsque l'épaisseur de la lame augmente.

Par cette étude, nous avons pu montrer la capacité des imageurs à évaluer la distance entre les centres des ouvertures de 4 mm de diamètre d'un objet transparent de 8 mm d'épaisseur à partir de son image à 0,287 THz ($\lambda=1$ mm). Une approche de simulation numérique permet une bonne appréciation du positionnement et des dimensions de l'objet en ABS. En revanche, l'ajustement par la fonction erreur a pour résultat un biais systématique, causé par la diffraction, d'environ 2 mm sur le diamètre estimé. De plus, malgré une diminution de la longueur d'onde jusqu'à 0,15 mm, soit une dimension 20 fois plus petite que l'ouverture, le diamètre estimé reste inférieur de $0,5 \pm 0,05$ mm par rapport au diamètre réel. Ce biais est donc lié à une résolution optique dégradée hors plan focal avec une profondeur de champ inférieure à l'épaisseur de l'objet.

Ces résultats démontrent la capacité à estimer, par l'imagerie terahertz en transmission, la position en 2D d'ouvertures circulaires de dimension 4λ , avec un biais de seulement $\lambda/10$ et une incertitude de $\lambda/20$. Toutefois, ces premiers résultats sont à valider dans diverses configurations (matériaux, fréquences, géométries) avec une étude de reproductibilité. Nous allons maintenant estimer la position et le diamètre d'objets circulaires dans les 3 dimensions de l'espace en s'inspirant des approches existantes en tomographie par rayons X.

4.1.2 Estimation en 3D à partir de l'imagerie plein champ

L'objectif est d'évaluer la possibilité d'extraire les coordonnées et dimensions d'ouvertures circulaires d'un autre objet à partir de ses images en 2D et de sa reconstruction tomographique 3D, obtenues avec l'imageur plein champ à 2,5 THz. En Figure 4-13 est présenté l'objet test en question fabriqué à partir de polyéthylène d'indice $n=1,52$ et de coefficient d'absorption $0,36 \text{ cm}^{-1}$ à 2,5 THz, que l'on peut diviser en trois sous-ensembles : S_1 au premier plan, S_2 à droite de S_1 et S_3 en arrière de S_1 , correspondant aux trois faces de cet objet parallélépipédique.

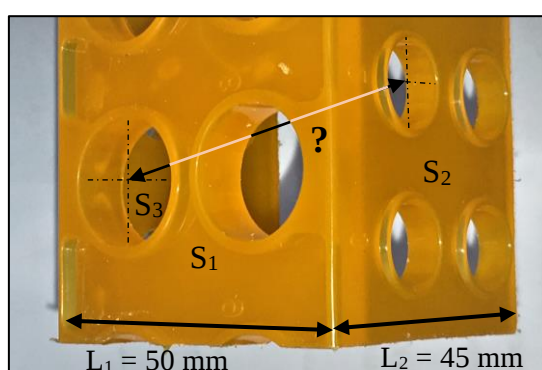


Figure 4-13 : Photo de l'objet test en polyéthylène contenant plusieurs ouvertures de diamètre différent sur chacun de ses trois sous-ensembles S_1 , S_2 et S_3 .

Chacun de ces sous-ensembles contient des ouvertures circulaires de diamètres différents. Le sous-ensemble S_1 contient deux ouvertures complètes d'un diamètre intérieur de 17,8 mm alors que S_2 et S_3 contiennent chacun quatre ouvertures de diamètres 11,8 mm pour S_2 et 8,4 mm pour S_3 et dont les centres sont alignés deux à deux.

On peut constater, premièrement que les diamètres des ouvertures sont bien supérieurs à la longueur d'onde ($\chi > 70$), ce qui permet théoriquement une excellente résolution au plan focal, et deuxièmement que la largeur totale de l'objet est bien plus grande que la profondeur de champ de l'objectif (> 8 fois plus grande), ce qui ne permet pas d'obtenir une image nette de tout l'objet sur une seule projection. On peut aussi remarquer que, contrairement au vaporisateur du chapitre 3.2.2, la plus grande partie absorbante de cet objet est située loin de son centre géométrique (> 20 mm). Pour obtenir le plus de détails possibles sur les trois sous-ensembles de l'objet, ce dernier est placé de telle manière à ce que la surface externe de son sous-ensemble n°1 soit dans le plan focal de l'objectif.

En Figure 4-14, les images d'absorbance sur une échelle de 0 à 30 dB pour les angles 0° , 90° , 180° et 270° sont présentées. On peut observer une excellente résolution pour la projection à 0° (a) permettant de visualiser le chiffre « 8 » en relief sur la surface externe du sous-ensemble n°1 ainsi que des défauts. De plus, on constate que les bords de l'objet montrent une forte absorbance qui est due aux effets de réfraction et de déviation du faisceau. On peut remarquer aussi l'évolution de l'absorbance liée à une variation d'épaisseur d'environ 1 mm sur le sous-ensemble n°1. Enfin, on peut observer sur les projections à 90° (b) et à 270° (d) l'influence des sous-ensembles opposés respectifs situés à plus de 40 mm en arrière-plan, à la fois par leurs ouvertures désalignées, qui révèle du grandissement inférieur hors plan focal, mais aussi par une perturbation de l'éclairage global.

Le centre de rotation de l'objet, qui est aussi le centre de l'image, est repéré sur la Figure 4-14 par un axe de couleur rouge. Nous avons repéré les coordonnées en pixels des surfaces externes des trois parties de l'objet sur les projections 90° et 180° par rapport à ce centre. On a :

$$\rho_1 = 107 \text{ pixels} ; \rho_2 = 118 \text{ pixels} ; \rho_3 = 122 \text{ pixels}$$

Enfin, chacune des ouvertures est nommée par la nomenclature suivante : la lettre « O » suivie du numéro du sous-ensemble de l'objet correspondant puis d'un numéro de 1 à 4 (1 à 2 pour le sous-ensemble n°1).

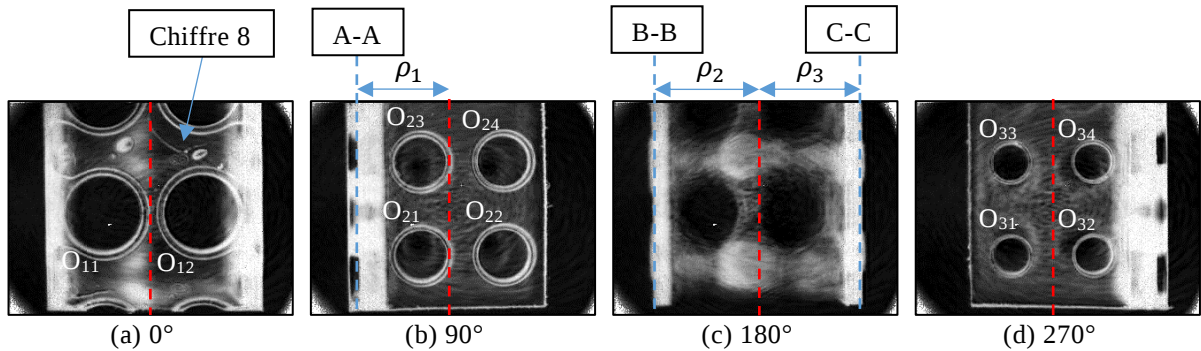


Figure 4-14 : Projections en absorbance sur une échelle de 0 à 30dB selon quatre angles de vue de l'objet obtenues avec l'imageur plein champ à 2,5 THz (a) 0° (b) 90° (c) 180° (d) 270°

À partir de 360 projections en transmission de 0° à 359° par pas de 1° (volume XY θ de $320 \times 240 \times 360$ voxels), nous avons effectué une tomographie utilisant l'algorithme OSC en tenant compte du caractère gaussien du faisceau et avec les mêmes paramètres utilisés que pour la reconstruction du spray dans le chapitre 3.2.2. Le résultat est un volume XYZ de $320 \times 240 \times 320$ dont l'axe central, repéré en Figure 4-14, se trouve au centre $X=160$ et $Z=160$ le long de l'axe $\vec{y}$. Pour fixer un repère 3D, l'axe $\vec{z}$ est choisi comme normal à la surface du sous-ensemble n°1 et l'axe $\vec{x}$ comme normal à celle des sous-ensembles n°2 et n°3.

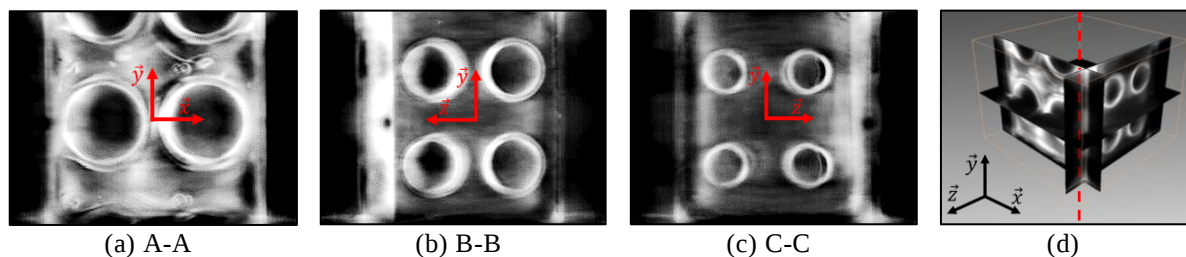


Figure 4-15 : Coupes du volume obtenues par la reconstruction tomographique de l'objet test selon (a) A-A, (b) B-B, (c) C-C et (d) visualisation en 3D selon les coupes A-A et B-B

En Figure 4-15, les coupes A-A, B-B et C-C ainsi qu'une représentation 3D des coupes A-A et B-B du résultat de la tomographie sont présentées sur une échelle 8 bits de 0 (noir) à 255 (blanc) sur tout le volume. La valeur 0 est attribuée aux voxels du volume dont le matériau est le plus transparent, la valeur de 255 est quant à elle attribuée aux voxels dont le coefficient d'absorption calculé est maximal. Le coefficient d'absorption maximum calculé par l'algorithme OSC est de $0,125 \text{ cm}^{-1}$, soit environ 3 fois moins que le coefficient réel de l'objet. On s'attend donc à une reconstruction contenant des artéfacts avec des zones où le coefficient d'absorption est surestimé (les zones dans l'air essentiellement).

Nous allons estimer l'entraxe entre les ouvertures de l'objet ainsi que leur diamètre, à partir des projections en Figure 4-14 et de la reconstruction 3D en Figure 4-15. Toutes les coordonnées X, Y et Z sont renseignées en pixels. Les coordonnées sur les trois projections correspondantes aux trois sous-ensemble X_s sont calculées par rapport à l'axe de rotation avec des valeurs positives à droite. Concernant les coordonnées X et Z du volume reconstruit, le repère est donné en Figure 4-15 (d) en prenant là aussi comme référence l'axe de rotation. Pour les projections et les coupes dans le volume, les coordonnées selon l'axe $\vec{y}$ sont calculées à partir de l'axe central qui coupe l'image (ou le volume) en deux parties égales avec des valeurs positives en haut des images. Tous les entraxes sont donnés en mm avec une incertitude de 0,2 mm étant donné le grandissement de $\frac{1}{4}$ de l'objectif au plan objet et le pas du capteur matriciel de 0,05 mm au plan image.

L'estimation des coordonnées du centre des ouvertures et l'évaluation de leur diamètre sont réalisées par la transformée circulaire de Hough pour chacune des ouvertures avec comme paramètres en entrée : les projections en absorbance (ou les coupes dans la reconstruction 3D), un rayon minimal de 20 pixels (4 mm) et un rayon maximal de 60 pixels (12 mm). Dans le Tableau 4-4, sont indiqués les coordonnées et les diamètres estimés de chacune des ouvertures. À partir de ces coordonnées, nous avons pu comparer les distances estimées entre le centre des ouvertures par rapport à celles mesurées au pied à coulisse, premièrement sur les projections 2D en prenant comme référence l'ouverture O_{S1} pour chacun des trois sous-ensembles, puis deuxièmement sur les trois coupes de l'objet reconstruit en 3D en prenant comme référence l'ouverture O_{11} pour toutes les autres ouvertures. On constate que l'entraxe 2D et la distance entre les points en 3D sont en moyenne sous-évalués avec un écart relatif d'environ -3%. Concernant le diamètre, on peut remarquer qu'il est sous-estimé en moyenne de 0,7 mm à partir des projections et surestimé d'environ 2,4 mm à partir des coupes dans le volume. Rappelons que la métrologie par Tomographie Numérique par RX est la fusion de la métrologie et de la Tomographie Numérique (TN) par rayons X. Les rayons X sont utilisés depuis longtemps pour les applications industrielles. La Tomographie Numérique par rayons X permet

d'obtenir des images 2D par rayons X selon différents angles autour de l'échantillon. Au fur et à mesure que les rayons X traversent l'échantillon, toutes les géométries intérieures et extérieures sont capturées. Le logiciel de TN construit un modèle en 3D à partir de ces images 2D. Les caractéristiques dimensionnelles comme la taille, la position et la forme peuvent être directement mesurées à partir de ce modèle et la reconstruction 3D du volume et de la surface, mais on peut également utiliser le contrôle de la pièce par CAO, le rapport sur les coupes et l'analyse GD&T (Dimensionnement et Tolérancement Géométriques).

Ouverture		O ₁₁	O ₁₂	O ₂₁	O ₂₂	O ₂₃	O ₂₄	O ₃₁	O ₃₂	O ₃₃	O ₃₄
Coordonnées estimées du centre des ouvertures sur les 3 projections (pixels)	X _s	-52	57	-37	56	-36	57	-53	37	-52	39
	Y	-5	-4	-52	-52	52	53	-52	-52	52	52
Entraxe estimé par rapport à l'ouverture n°1 du sous-ensemble correspondant O _{SS1} (+/- 0,2 mm)		0	21,8	0	18,6	20,9	28,1	0	18,1	20,7	27,8
Entraxe attendu (+/- 0,1 mm)		0	22,8	0	18,9	21,2	28,6	0	18,9	21,5	28,6
Écart (mm)		0	- 1,0	0	- 0,3	- 0,3	- 0,5	0	- 0,8	0,2	0,9
Écart relatif (%)		0	- 4,4	0	- 1,6	- 1,4	- 1,7	0	- 4,2	0,9	3
Diamètre estimé (mm)		17,1	16,9	11,3	11,2	11,1	11,0	7,8	7,7	7,5	7,5
Diamètre attendu (+/- 0.05 mm)		17,80	17,75	11,80	11,80	11,82	11,84	8,47	8,41	8,44	8,43
Écart (mm)		- 0,7	- 0,9	- 0,5	- 0,6	- 0,7	- 0,8	- 0,7	- 0,7	- 0,6	- 0,9
Écart relatif (%)		- 4,0	- 5,1	- 4,2	- 5,0	- 5,9	- 6,7	- 8,3	- 8,3	- 7,1	- 10
Ouverture		O ₁₁	O ₁₂	O ₂₁	O ₂₂	O ₂₃	O ₂₄	O ₃₁	O ₃₂	O ₃₃	O ₃₄
Coordonnées estimées du centre des ouvertures sur le volume reconstruit (pixels)	X	-55	58	118				-122			
	Y	-8	-7	-52	-52	52	54	-55	-52	51	50
	Z	107		32	-55	32	-56	-53	39	-53	38
Distance entre centre estimée par rapport à l'ouverture O ₁₁ (mm)		0	22,5	38,8	48,3	39,6	49,1	35,9	21,1	36,6	22,4
Distance entre centre attendue (+/- 0,5 mm)		0	22,8	40,2	50,0	40,8	50,7	37,2	22,0	37,7	23,7
Écart (mm)		0	- 0,3	- 2,4	- 1,7	- 1,2	- 1,6	- 1,3	- 0,9	- 1,1	- 1,3
Écart relatif (%)		0	- 1,3	- 5,6	- 3,4	- 2,9	- 3,2	- 3,5	- 4,1	- 2,9	- 5,5
Diamètre estimé (mm)		19,4	19,6	14,2	14,1	14,2	13,9	10,9	10,9	10,7	10,4
Diamètre attendu (+/- 0.05 mm)		17,80	17,75	11,80	11,80	11,82	11,84	8,47	8,41	8,44	8,43
Écart (mm)		1,6	1,85	2,4	2,3	2,4	2,1	2,4	2,5	2,3	2,0
Écart relatif (%)		9,0	10	20	19	20	18	28	30	27	24

Tableau 4-4 : Estimation par la transformée circulaire de Hough et comparaison avec la mesure au pied à coulisse des entraxes et des diamètres des ouvertures dans les trois sous-ensembles de l'objet, à partir de ses projections pour des mesures en 2D, et à partir de sa reconstruction tomographique pour des mesures en 3D.

Au vu des résultats, nous pouvons conclure qu'en présence d'artefacts de reconstruction induits par une multitude d'effets indésirables tels la réflexion, la réfraction aux interfaces, la non-uniformité de l'éclairage ou encore la profondeur de champ réduite, la transformée circulaire de Hough est plutôt bien adaptée à la détermination du centre des ouvertures pour mesurer des dimensions 1D dans un plan 2D ou dans un espace en 3D.

4.2 Estimations des volumes et surfaces à partir de la reconstruction 3D

Nous allons maintenant estimer la surface externe et le volume de deux objets à partir de leur reconstruction 3D. Ces objets sont des prothèses reprenant la forme des lombaires de la colonne vertébrale qui ont été imprimées en 3D en matériaux PEEK par la société Médicrea [137], leader mondial dans ce domaine. L'idée de caractériser des implants lombaires obtenus par fabrication additive est issue du projet MetAMMI (*Metrology for Additive Manufactured Medical Implants*) en collaboration avec le laboratoire national d'essai (LNE). Dans ce projet, l'IMS est chargé d'évaluer, à partir de l'imagerie terahertz, les dimensions d'objets de formes complexes qui, dans certains cas, ne peuvent être caractérisés autrement que par une méthode de contrôle non destructif. L'aspect CND est également ciblé dans ce projet.

En Figure 4-16 sont présentés les objets - (a) prothèse 1 et (b) prothèse 2 - sur le même banc d'imagerie point par point à 0,287 THz que celui utilisé dans le chapitre précédent. Étant donné la forte absorption du PEEK ($> 5 \text{ cm}^{-1}$) au-delà de 1 THz et les conclusions du chapitre 3.2.2 sur la possibilité ou non d'appliquer la tomographie à l'imagerie THz, il n'est pas envisageable de tenter de reconstruire l'objet avec l'imageur plein champ à 2,5 THz.

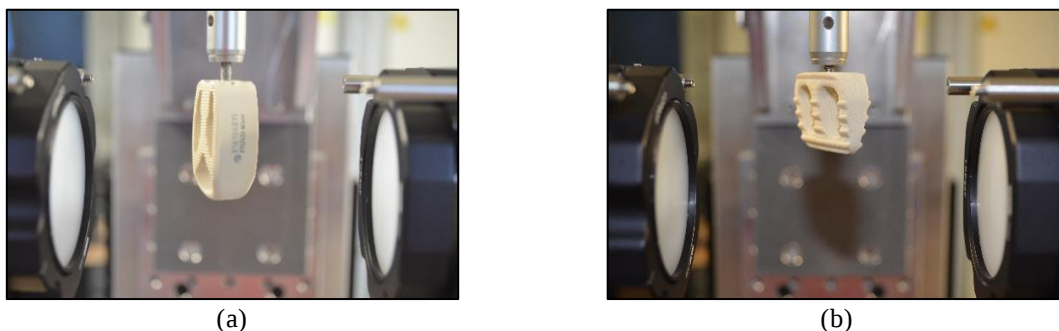


Figure 4-16 : Photos de chacune des prothèses imprimées en 3D en cours d'imagerie à 0,287 THz (a) Prothèse n°1 (b) Prothèse n°2

Pour chacun des OAI, nous avons obtenu 36 projections de 0° à 175° par pas de 5° , nécessitant plus de 3 jours d'acquisition. La tension maximale mesurée sur l'amplificateur à détection synchrone sans l'objet est de 150 mV et le RSB supérieur à 30dB.

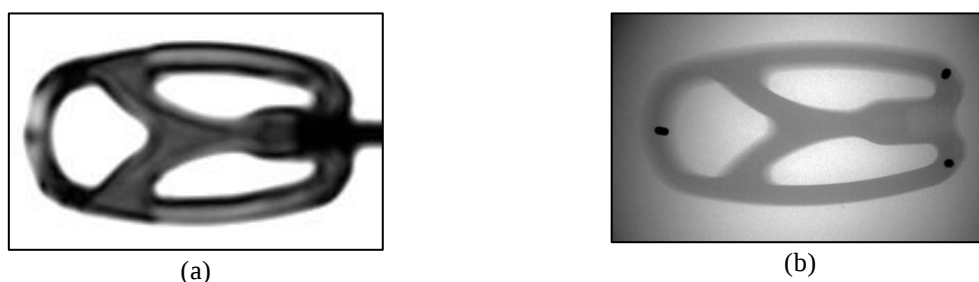
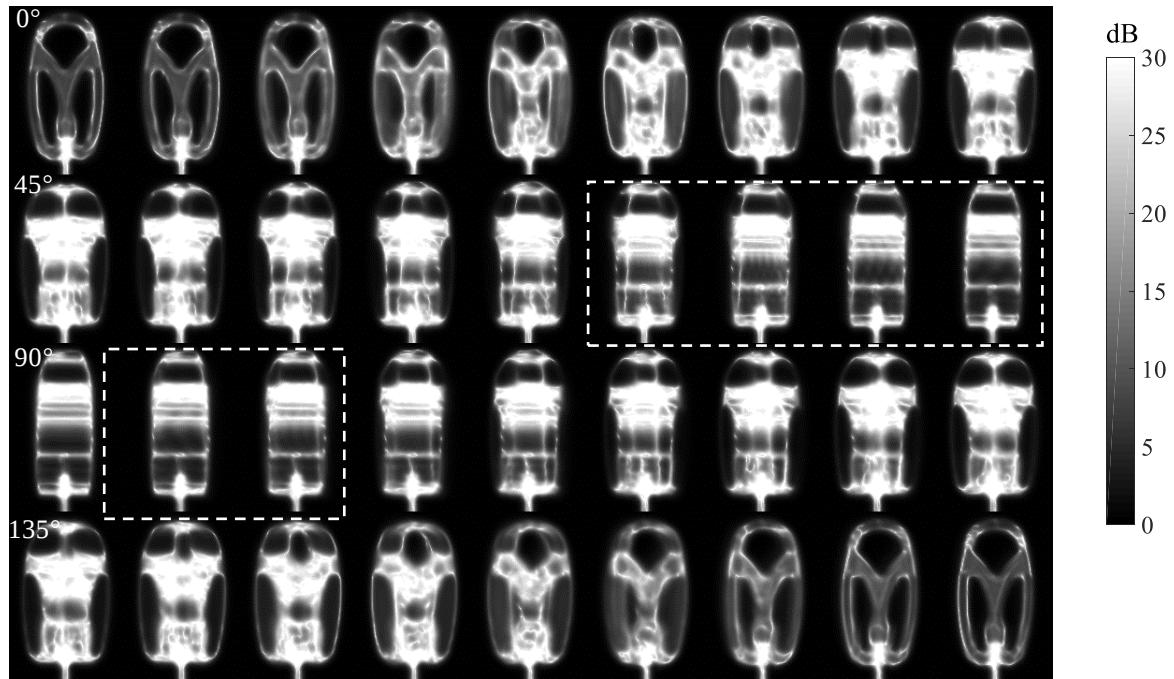


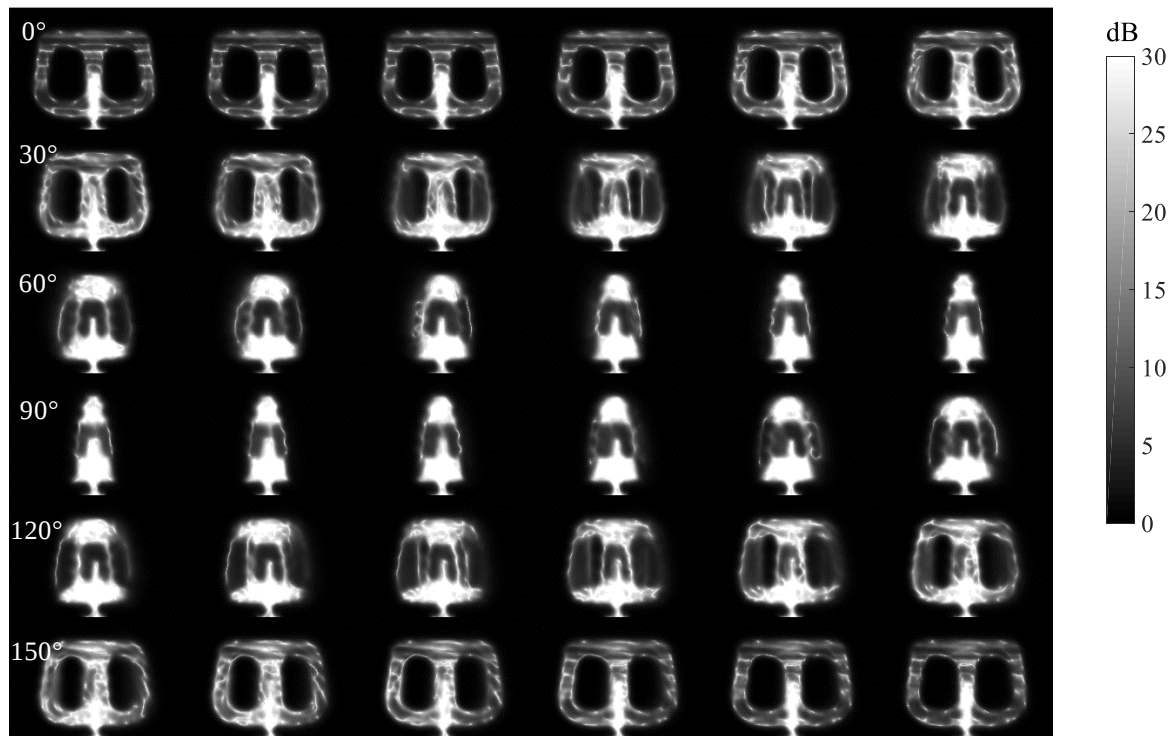
Figure 4-17 : Comparaison d'une projection de la prothèse n°1 obtenue avec (a) l'imageur à 0,287 GHz et (b) un scanner à rayon X

En Figure 4-17, une projection à 0,287 GHz (a) de la prothèse n°1 est présentée pour être comparée à celle obtenue par un scanner à rayons X (b). Premièrement, on remarque un fort contraste sur l'image terahertz notamment aux interfaces tandis que la projection par rayon X montre, certes, une résolution bien meilleure qu'en imagerie terahertz mais avec un contraste qui peine à révéler le taraudage dans la pièce par

exemple. Deuxièmement, on peut noter trois points très absorbants dans l'image X qui révèlent la présence d'objets métalliques d'environ 1 mm de diamètre. On remarque que l'image à 0,287 THz ne permet pas de visualiser clairement ces détails.



(a)



(b)

Figure 4-18 : Mosaïque de 36 projections en absorbance (0-30 dB) de 0° à 175° par pas de 5° (a) prothèse n°1 (b) prothèse n°2

Pour les deux prothèses, une mosaïque constituée des 36 projections d'absorbance en niveau de gris sur une échelle de 0 (noir) à 30 (blanc) dB est présentée en Figure 4-18. On peut noter la présence d'oscillations

sur les projections de la prothèse n°1 de 70° à 85° et de 95° à 100°. Ces oscillations ne sont pas représentatives de l'absorbance par l'objet. Leur présence peut être expliquée par les interférences induites après réflexion du faisceau sur la surface de l'objet déplacé point par point ; le faisceau subit ensuite plusieurs réflexions au sein du système d'imagerie contenant des optiques (surface planes des lentilles) et lorsque l'angle entre le faisceau et la normale à la surface de l'objet est non nul, le déplacement de l'objet selon l'axe $\vec{x}$ produit un déphasage de l'onde réfléchi par l'objet et donc une modulation de l'intensité mesurée par le détecteur. Lorsque l'angle devient supérieur à 20°, ces effets disparaissent car le faisceau est réfléchi par la surface de l'objet hors du système d'imagerie.

D'un point de vue quantitatif, la variation d'amplitude mesurée sur l'amplificateur à détection synchrone est d'environ 2 mV autour d'une valeur moyenne de 7 mV, soit environ 30%. En Figure 4-19 (a), on note la présence d'oscillations très marquées à 75°, non visibles à 90°. La Figure 4-19 (b) est une coupe en $Y = 22$ mm des 5 projections de 70° à 90° de la prothèse n°1 qui montre que la variation d'absorbance maximale induite est d'environ de 2 dB. En ne considérant que l'absorption par l'objet, cet effet peut induire une erreur maximale d'environ 2,3 mm sur l'estimation de la profondeur traversée dans l'objet de coefficient d'absorption de 2 cm^{-1} .

On peut remarquer que des zones présentent une absorbance supérieure à 30 dB sur plusieurs projections. Bien que la dynamique du système d'imagerie soit supérieure à 30 dB, des variations de signal de moins de 1/1000 ne peuvent être considérées comme représentatives de l'absorption par l'objet face aux effets de réfraction et de diffraction aux interfaces.

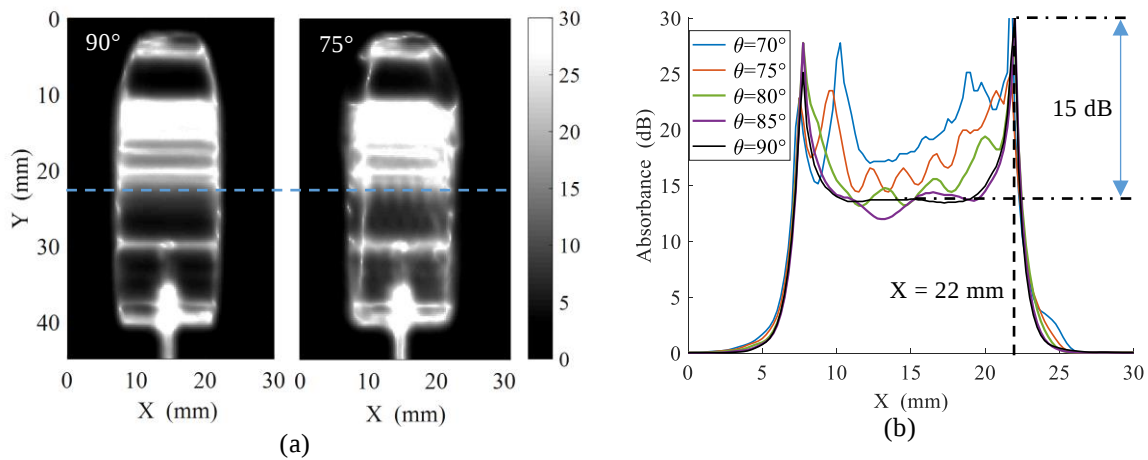


Figure 4-19 : Mise en évidence des oscillations rencontrées sur les projections de 70° à 90° de la prothèse n°1 (a) Images d'absorbances des projections 90° et 75 ° (b) Coupe horizontale à $Y = 22$ mm des projections de 70° à 90°.

On peut observer, sur les profils en Figure 4-19 (b) aux bords de la prothèse n°1 une absorbance de plus de 30 dB qui n'est pas due à l'absorption dans le matériau. L'erreur maximale sur l'estimation de la profondeur est alors bien plus importante que précédemment ; les 15 dB d'erreur à la position $X = 22$ mm par exemple pour le profil $\theta = 90^\circ$ en Figure 4-19 induisent une erreur de plus de 17 mm, soit un facteur 2 sur l'épaisseur réellement traversée.

Néanmoins, la reconstruction 3D adaptée au rayonnement terahertz (faisceau gaussien) et utilisant la méthode itérative ML-TR a montré sa robustesse à reconstruire des objets complexes, c'est à dire contenant plusieurs interfaces avec l'air [91]. Les reconstructions 3D des deux prothèses sont réalisées à partir de 36

projections en transmission implémentées dans l'algorithme OSC en tenant compte du profil gaussien du faisceau. En Figure 4-20, un rendu volumique des objets reconstruits est comparé à leur photographie avec les dimensions dans les trois directions. Comme pour tous les objets reconstruits en 3D, est attribuée en chacun des voxels du volume, et quelle que soit leur valeur (même nulle), une couleur permettant de visualiser le volume par son contraste.

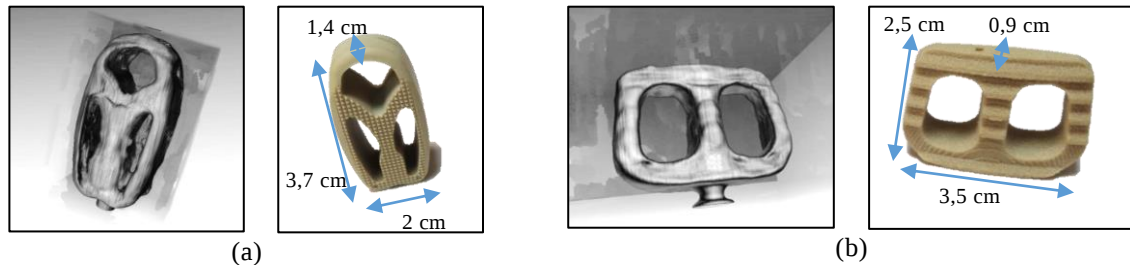


Figure 4-20 : Visualisation en 3D des reconstructions des prothèses (a) n°1 (b) n°2 1.4*3.7*2

L'objet d'intérêt est alors affiché grâce à une fonction de transparence pour les voxels ayant une valeur inférieure à une limite d'absorption. Dans le cas idéal de l'imagerie d'absorbance décrite au paragraphe 1.3.1 (Figure 1-9), nous aurions un groupe de pixels de valeur nulle et un deuxième groupe de pixels dont la valeur serait égale au coefficient d'absorption de l'objet. Dans le cas réel, du fait des effets optiques, les valeurs des voxels s'étalent sur une échelle bien plus large. Les rendus volumiques en Figure 4-20 ont été obtenus par l'application de la fonction de transparence en ne gardant affiché que les voxels de valeur supérieure au coefficient d'absorption du PEEK à 0,286 THz, soit la valeur limite de $1,45 \text{ cm}^{-1}$. Pour la prothèse n°1, cela revient à diviser équitablement l'histogramme en 6 groupes et à supprimer le groupe ayant les valeurs les plus faibles. Pour la prothèse n°2, cela revient à diviser l'échelle de couleur en 3 et à ne garder que les deux groupes les plus absorbants. En Figure 4-21 (a) une coupe au centre de la reconstruction de la prothèse n°2 est présentée sur une échelle de trois couleurs (noir, gris et blanc) reprenant les trois régions.

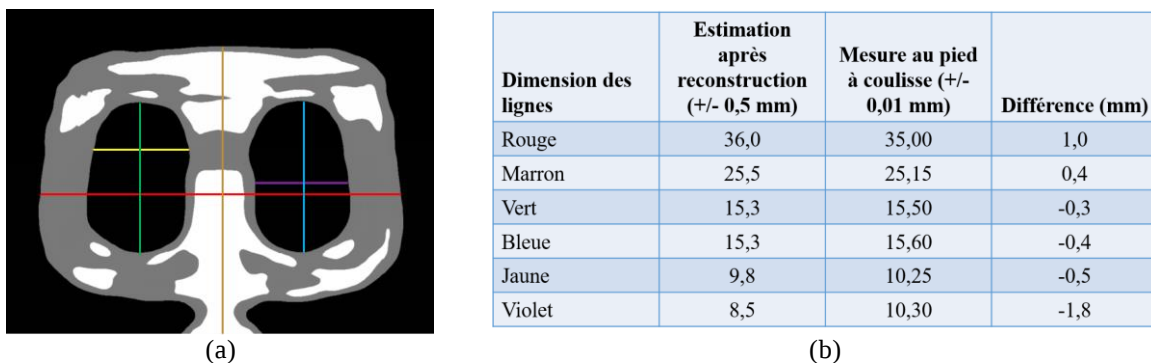


Figure 4-21 : (a) Coupe de la reconstruction 3D de la prothèse n°2 segmentée en trois régions selon la valeur du pixel en cm^{-1} (0-1,45 ; 1,45-2,90 ; 2,90-4,35) (b) Dimensions estimées des lignes et comparaison avec celles mesurées au pied à coulisse

Les dimensions estimées du groupe composé des régions grises et blanches sont comparées à celles mesurées au pied à coulisse en Figure 4-21 (b) ; nous ne disposons pas des fichiers sources du modèle 3D. On peut constater un schéma systématique de surévaluation des dimensions externes (max 1 mm) et de sous-évaluation des dimensions internes (max 1,8 mm). Ce biais peut être expliqué par la résolution optique limitée ainsi qu'à l'effet de réfraction aux interfaces qui tend à « élargir » l'objet. On peut constater néanmoins que

malgré certaines projections qui mettent en évidence une absorbance de plus de 30 dB, la contribution des autres projections dans le calcul par méthode ML-TR permet une évaluation cohérente des dimensions externes de la prothèse n°2 sur sa reconstruction 3D.

Objet	Prothèse n°1	Prothèse n°2
Pas (mm)	0,25*0,25*0,25	
Nombre de points	236*236*240	
Nombre de faces	75842	61828
Surface (cm ²)	115,86	48,44
Volume (cm ³)	7,51	5,32

Tableau 4-5 : Dimensions surfaciques et volumiques des deux prothèses estimées à partir de leur reconstruction tomographique.

Pour évaluer quantitativement la surface externe et le volume des objets, le logiciel Noctylio intègre deux outils complémentaires que sont la segmentation et le maillage. La segmentation permet d'abord de définir les groupes en régions, avec donc 6 régions pour la prothèse n°1 et 3 régions pour la prothèse n°2 qu'il est possible ensuite de fusionner pour ne garder que la région d'intérêt (ROI pour *Region of Interest*). Le volume est alors estimé à partir du nombre de points contenus dans la ROI multiplié par le pas dans les trois dimensions (Tableau 4-5). Un maillage 2D triangulaire est ensuite réalisé sur toute la surface séparant la ROI du reste du volume et permet ainsi une estimation de la surface externe de l'objet reconstruit.

En conclusion partielle, dans cette partie, nous avons pu démontrer une capacité à évaluer, de manière automatique, les dimensions 1D, 2D et 3D à partir de la reconstruction tomographique à 0,287 THz d'objets complexes obtenus par fabrication additive. Cependant, de manière générale, nous pouvons constater que les effets optiques de réfraction et de déviation du faisceau à l'interface entre l'objet et le milieu environnant contribuent fortement à surestimer les dimensions radiales (x et y) et transverse (z). Nous proposons de limiter la différence d'indice qu'il peut y avoir avec l'objet et l'air, par une immersion de cet objet dans un milieu d'indice optique adapté, c'est-à-dire ayant un indice proche de celui de l'objet.

4.3 Limitation des effets de réfraction par un milieu d'indice adapté

La forte différence d'indice que peut présenter un objet non plan par rapport à son milieu environnant induit des effets de réfraction potentiellement nuisibles à l'interprétation de l'image. On peut constater cet effet sur l'image d'absorbance en Figure 2-19 (a) où lorsque l'on tourne le parallélépipède de PTFE, les faces externes paraissent plus absorbantes malgré une diminution de l'épaisseur traversée ; le résultat sur la reconstruction tomographique étant une surévaluation de l'intensité des voxels dans les zones du volume présentant des interfaces air-matériau.

Pour limiter ces effets, nous proposons de réduire le saut d'indice entre l'air l'OAI par son immersion dans un milieu d'indice de réfraction plus adapté. Deux objets de formes différentes ont été imagés avec et sans le milieu d'adaptation d'indice. Le premier est un cylindre en matériau PTFE d'indice de réfraction 1,43 +/- 0.01 sur la bande 0.3 – 4 THz. Le deuxième est un prisme de polyéthylène d'indice de réfraction 1,54 +/- 0,01 sur la même bande. Le cylindre peut être considéré comme une lentille convergente linéaire très difficile à imager ; le cylindre troué que constitue la pipette imagée en Figure 1-16 induit une focalisation importante

en son centre qui tend à sous-estimer le diamètre du canal intérieur. Le prisme est une forme très propice à la réfraction des rayons après transmission puisque qu'il permet par exemple de décomposer la lumière blanche visible dans les couleurs de l'arc-en-ciel à cause de la dispersion de l'indice du verre.

Le milieu d'adaptation est une paraffine liquide (paraffinum liquidum) choisi à la fois pour sa transparence ($\alpha < 1\text{cm}^{-1}$) et pour son indice de réfraction mesuré de 1,48 sur la bande 0,3 - 3 THz, soit une différence de + 0,06 avec le prisme et de - 0.05 avec le cylindre. Pour l'expérience, une boîte transparente carrée est remplie de paraffine dans laquelle l'objet est immergé pour être imagé. Une simulation par tracé de rayon en Figure 4-22 illustre l'importance de la réfraction sur l'imagerie, et le principe de limitation de ses effets par l'insertion de l'OAI dans la paraffine. L'ajout de la paraffine permet de réduire l'angle des rayons en sortie du prisme de base équilatéral de 39° à seulement 3° . Pour le cylindre, un rayon dont l'angle d'incidence est de 46° , sort avec un angle de déviation par rapport à l'axe optique de 30° après traversée dans l'air et seulement 6° après traversée dans la paraffine.

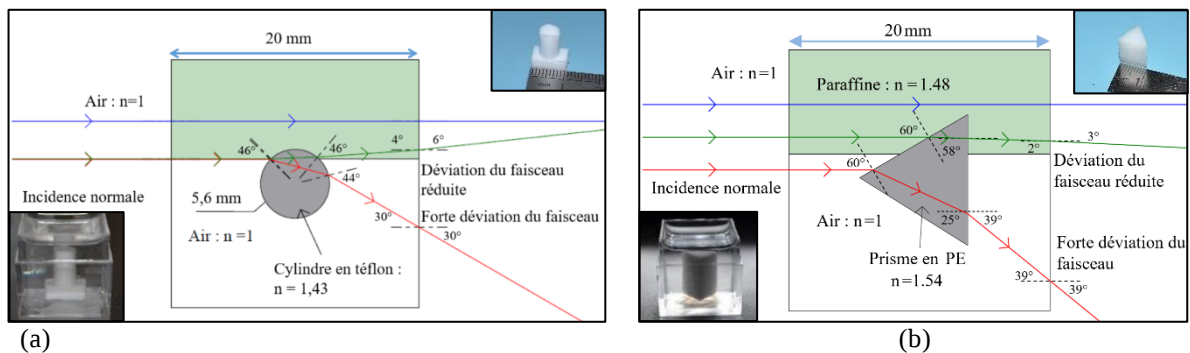


Figure 4-22 : Photo de l'OAI dans la boîte et tracé de rayon avec et sans paraffine (a) pour le cylindre en PTFE (b) pour le prisme en HDPE

Les images sont réalisées point par point grâce au spectromètre terahertz Teraview TPS 3000 en transmission avec un pompage d'azote gazeux en continu pour limiter les effets d'absorption par la vapeur d'eau dans l'air ambiant.

4.3.1 Reconstruction tomographique d'un cylindre en PTFE

En Figure 4-23, les signaux temporels transmis par le cylindre dans l'air à deux positions différentes montrent plusieurs impulsions.

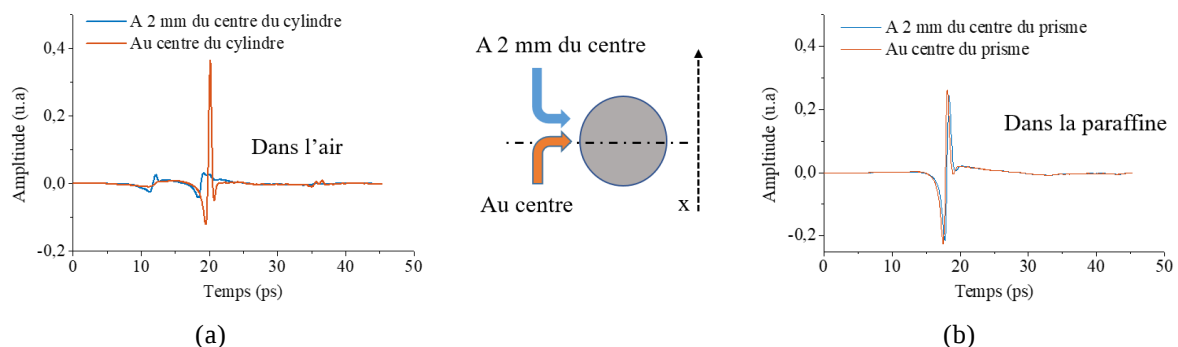


Figure 4-23 : Comparaison des signaux temporels transmis au centre du cylindre et à 2 mm du centre (a) Dans l'air (b) Dans la paraffine

La première, située à environ 20 ps correspond à la transmission directe du faisceau. On constate une augmentation de la transmission du signal à 2 mm du centre de l'objet malgré un coefficient d'absorption de la paraffine plus grand que celui de l'air. La Figure 4-24 compare les images en fréquences normalisées puis linéarisées à 1,4 THz du cylindre dans l'air (a) et dans la paraffine (b). Le pixel de référence est choisi loin de l'objet à imager ; c'est-à-dire une transmission par la boîte vide pour l'image dans l'air et par la boîte remplie de paraffine pour l'image avec adaptation d'indice.

On constate une augmentation de la transmission du signal à 2 mm du centre de l'objet malgré un coefficient d'absorption de la paraffine plus grand que celui de l'air. La Figure 4-24 compare les images en fréquences normalisées puis linéarisées à 1,4 THz du cylindre dans l'air (a) et dans la paraffine (b). Le pixel de référence est choisi loin de l'objet à imager ; c'est-à-dire une transmission par la boîte vide pour l'image dans l'air et par la boîte remplie de paraffine pour l'image avec adaptation d'indice.

On remarque que l'ajout de la paraffine permet de limiter l'effet de focalisation rencontré lorsque l'on tente d'imager un cylindre. Pour autant, elle ne permet pas de supprimer complètement les effets de diffraction aux bords du cylindre avec une forte diminution de l'intensité transmise d'au moins 15 dB.

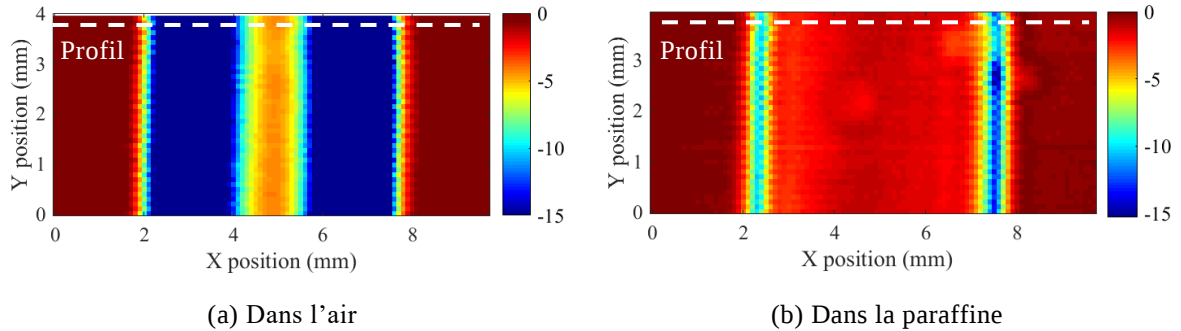


Figure 4-24 : Image d'amplitude transmise en dB et à la fréquence de 1,4 THz (a) dans l'air (b) dans la paraffine

Le diamètre du cylindre peut être retrouvé par un ajustement des profils avec la fonction erreur (Eq. (4.1)). Les résultats à 1 et 2 THz dans les deux cas sont présentés dans la référence [138]. Avec cette technique, le calcul du diamètre à partir des images à ces deux fréquences donne des valeurs de 5,8 mm pour l'imagerie sans adaptation et de 5,6 mm pour l'imagerie avec adaptation d'indice.

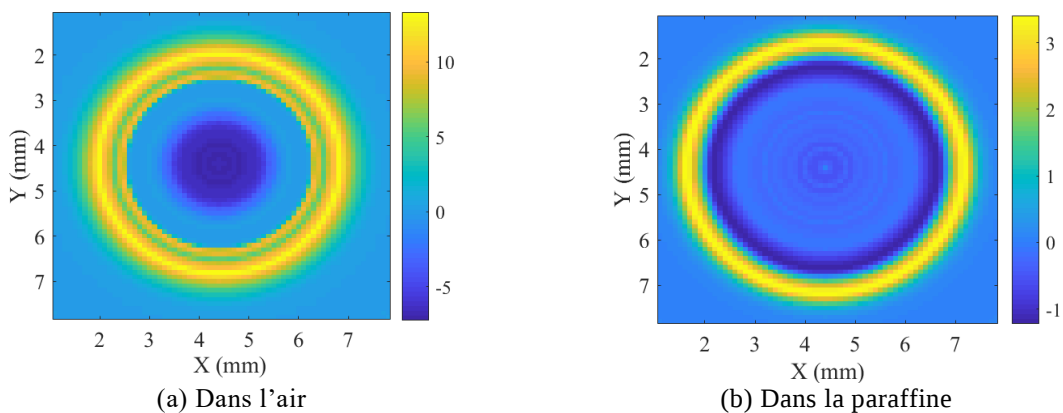


Figure 4-25 : Reconstruction tomographique d'une coupe des images une BFP de 0° à 359° par pas de 1°

On peut reconstruire, sur une coupe et à la fréquence de 1,4 THz, le cylindre, avec et sans paraffine,

grâce à une tomographie. En considérant cette fois-ci une linéarisation des images en fréquence par un logarithme népérien, la reconstruction par une transformée de radon inverse multipliée par le pas en centimètre, doit donner une image dont l'échelle de couleur est le coefficient d'absorption α en cm^{-1} du cylindre seul. La reconstruction est réalisée sur 360 projections de 0° à 359° par une BFP. Avec un coefficient d'absorption de moins de 1 cm^{-1} à 1,4 THz, on constate, que l'image dans l'air ne permet pas de rendre compte de la forme de l'objet cylindrique. L'ajout du milieu d'adaptation permet de limiter les effets de focalisation au centre mais ne permet absolument pas une reconstruction fidèle du cylindre ; l'objet reconstruit sur plusieurs coupes serait un tube creux plutôt qu'un cylindre plein.

4.3.2 Reconstruction avec la phase d'un prisme en HDPE

En Figure 4-26 (a), les signaux temporels sur 45 ps transmis par le prisme dans l'air à deux positions différentes montrent une multitude d'impulsions. La première, située à environ 17 ps correspond à la transmission directe du faisceau ; on peut constater une déformation importante du pic après traversée à 2 mm du centre du prisme (Figure 3-2 (a)).

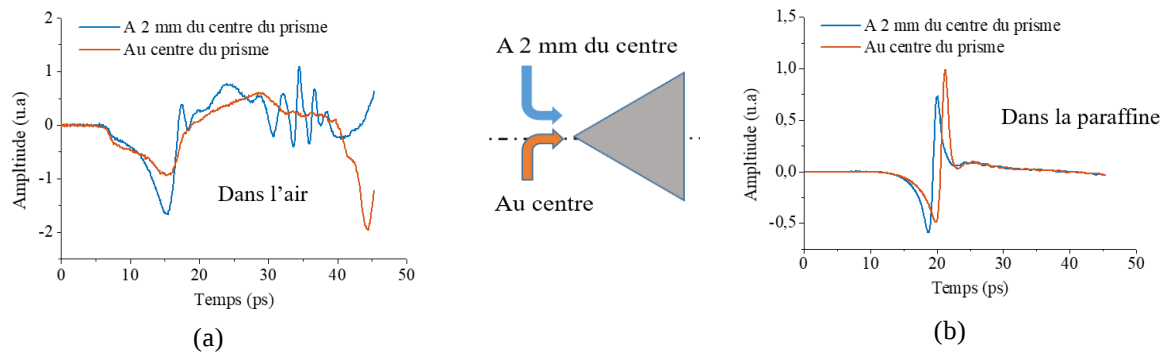


Figure 4-26 : Comparaison des signaux temporels transmis au centre du prisme et à 2 mm du centre du prisme (a) Dans l'air (b) Dans la paraffine

En Figure 4-26 (b), les signaux temporels transmis par le prisme immergé dans la paraffine ne sont composés que d'une seule impulsion dont le retard est fonction de l'épaisseur traversée. Cette fois-ci, c'est la paraffine qui transmet plus rapidement le signal, avec un indice de réfraction plus faible que celui de l'objet. Là encore, on observe que, malgré le coefficient d'absorption plus important de la paraffine, l'amplitude des signaux transmis est plus importante que dans l'air. Les images en fréquence du prisme et du cylindre sont obtenues par l'application d'une FFT en chacun des pixels XY de l'image. Les images d'intensité en échelle logarithmique et de la phase déroulée à trois fréquences différentes (0,84 ; 2,00 et 2,50 THz) du prisme dans l'air et dans la paraffine sont présentées en Figure 4-27. Lorsque le prisme est imagé dans l'air, la forte déviation de faisceau aux interfaces ne permet pas de retrouver son profil triangulaire. La transmission sur les faces du prisme est très faible comparée à celle dans le coin central. Le rayon de courbure de $400 \mu\text{m}$ au centre permet une transmission bien plus importante que sur les faces. Cela se traduit par des images très contrastées au centre, ne permettant pas une bonne représentation de l'objet par l'image que ce soit en amplitude ou en phase.

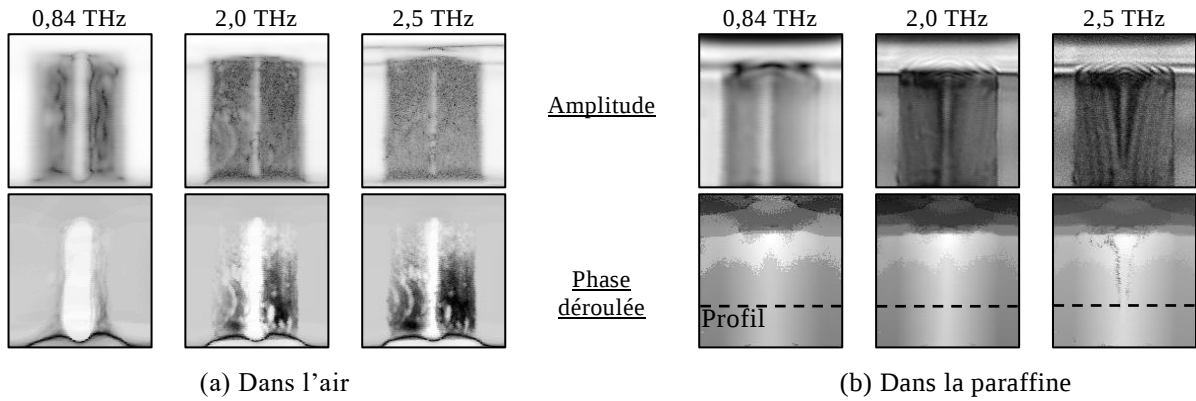


Figure 4-27 : Images du prisme en fréquence : amplitude (en haut) et phase déroulée (en bas) du prisme à trois fréquences différentes 0,84 ; 2,0 et 2,5 THz (a) dans l'air (b) dans la paraffine

A l'inverse, les images du prisme immergé dans la paraffine montrent une meilleure cohérence entre le profil triangulaire du prisme et le contraste de l'image obtenue. On constate sur les images d'amplitude du prisme dans la paraffine, des variations d'intensité qui nuisent à la représentation fidèle de l'objet. Non observables à 0,84 THz et très marquées à 2,5 THz, ces variations d'intensité que l'on ne retrouve pas dans les images de phase sont pourtant fonction de l'épaisseur de prisme et de paraffine traversée.

La phase déroulée peut être utilisée comme méthode de reconstruction 3D à plusieurs fréquences. En choisissant comme référence la phase d'un pixel ne traversant que la paraffine $\varphi_{deroulée}(x_{ref}, y_{ref}, \omega)$ et connaissant la différence d'indice entre la paraffine et celui du PE, l'épaisseur du prisme traversée peut être retrouvée par l'épaisseur optique traversée :

$$d(x, y, \omega) = \frac{|\varphi_{deroulée}(x_{ref}, y_{ref}, \omega) - \varphi_{deroulée}(x, y, \omega)|}{|n(\omega)_{PE} - n(\omega)_{paraffine}|} \cdot \frac{c}{\omega} \quad (4.2)$$

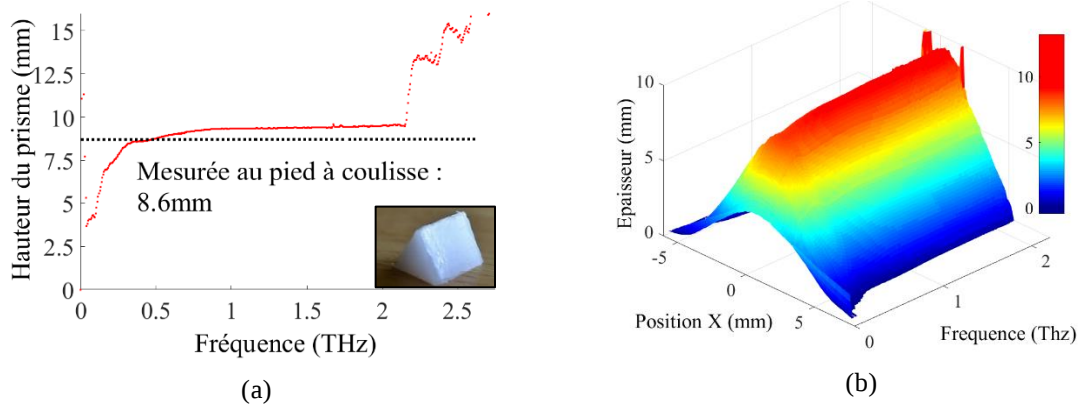


Figure 4-28 : (a) Hauteur maximale du prisme calculée à partir de la phase sur une coupe en fonction de la fréquence (b) Hauteur du prisme en fonction de la fréquence terahertz

La hauteur totale du prisme calculée avec l'équation (4.2) en fonction de la fréquence est présentée en Figure 4-28 (a). On constate que cette technique de reconstruction tend à surestimer la hauteur de l'objet (9,3 mm) dont la mesure au pied à coulisse est de 8,6 +/- 0,2 mm.

Le profil du prisme en Figure 4-28 (b) peut être obtenu à plusieurs fréquences. D'autres résultats d'image 3D du prisme et du cylindre sont présentés dans la référence [138]. Nous avons montré ici, la possibilité

d'améliorer la qualité des images 2D d'objets complexes grâce à une immersion dans un liquide transparent et d'indice adapté. Nous avons obtenu une représentation 3D de ces objets complexes par deux techniques de reconstruction : une tomographie par BFP pour le cylindre et l'utilisation de la phase du spectromètre TDS pour le prisme. Les effets de lentille au centre de l'objet cylindrique ont été fortement réduits par l'ajout de la paraffine. De plus, on obtient une meilleure estimation du diamètre du prisme. Malgré cela, l'absorbance fortement surestimée sur environ 0,5 mm au bord de l'objet ne permet pas une reconstruction fidèle à l'objet. Concernant le prisme, l'utilisation de la phase a permis d'obtenir une représentation 3D de l'objet à plusieurs fréquences de 0,3 à 2 THz. On constate un biais constant d'environ 0,7 mm à partir de 1 THz sur l'estimation de la hauteur.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons caractérisé des objets étalons ou de forme complexe par une mesure des dimensions 1D, 2D et 3D à partir de leurs images terahertz 2D et 3D. La première partie est dédiée à la détermination du diamètre et des coordonnées du centre de plusieurs ouvertures circulaires dans deux objets différents à partir d'images obtenues par les systèmes d'imagerie. Nous avons montré les difficultés rencontrées lorsque l'on cherche à retrouver les dimensions d'un objet transparent avec un imageur point par point. En effet, la variation d'intensité, résultante des interférences induites par les différences de chemins optiques du faisceau focalisé sur le bord d'un objet, peut induire une mauvaise appréciation de la position de ce bord. Nous avons estimé le diamètre et l'entraxe de plusieurs d'ouvertures traversantes dans une pièce parallélépipédique imprimée en 3D de 8 mm d'épaisseur, avec deux imageurs point par point en transmission : un imageur avec une détection non cohérente à 0,287 THz et un imageur multispectral TDS, le Teraview TPS 3000. Plusieurs techniques sont utilisées pour déterminer la position des objets à partir de leurs images : un calcul basé sur la transformée circulaire de Hough, un ajustement gaussien en deux dimensions, un ajustement par une fonction erreur, et le critère du minimum de transmission. La transformée circulaire de Hough a permis de déterminer automatiquement les coordonnées X et Y et le diamètre des ouvertures circulaires dans l'image à 0,287 THz. L'ajustement par la fonction gaussienne en deux dimensions du profil de transmission à travers chacune des 15 ouvertures a permis de mesurer l'entraxe entre une ouverture et toutes les autres ; une comparaison avec les mesures effectuées sur modèle avant impression 3D révèle un biais moyen de 0,05 mm, bien en deçà de longueur d'onde de 1 mm ou même de la résolution numérique de 0,25 mm. En revanche, la détermination des diamètres de 4 mm par les deux techniques que sont la transformée de Hough, l'ajustement par la fonction erreur comportent tous un biais important, parfois plus grand que la mesure elle-même. De plus, nous avons remarqué que même en augmentant la fréquence employée pour la mesure, la diminution de la longueur d'onde ne permet pas une mesure fiable et sous-estime le diamètre jusqu'à 0,55 +/- 0,05 mm sur la bande 1 - 2 THz. Avec l'approximation, par ces mêmes critères, du diamètre d'ouverture dans des lames métalliques de plusieurs épaisseurs, nous avons conclu que le biais était dû à une résolution dégradée hors plan focal. De plus, nous avons pu constater une diminution importante de l'estimation lorsque la fréquence d'imagerie augmente. Cela peut s'expliquer par une diminution de la profondeur de champ à plus haute fréquence. Nous avons aussi mené une étude similaire à partir d'images en 2D et de la reconstruction tomographique 3D d'un objet en polyéthylène et composé d'ouvertures de plus grandes dimensions. Avec l'imageur plein champ à 2,5 THz, les projections obtenues ont cette fois-ci une

excellente résolution malgré un éclairage non optimal. La transformée de Hough est la plus adaptée pour l'estimation de ces grands diamètres et de leur entraxe. Contrairement à l'objet précédent où la direction de l'axe central de toutes les ouvertures reste la même, l'axe central des ouvertures de cet objet en 3D peut avoir deux directions. L'étude est donc d'abord réalisée sur des projections 2D à différents angles de vue de l'objet, permettant l'estimation des diamètres et des entraxes comme précédemment, puis sur trois des coupes dans le volume d'une reconstruction tomographique en 3D. Les coordonnées dans les trois dimensions de l'espace des 10 points correspondants aux centres des ouvertures de l'objet ont permis une estimation des distances entre ces points avec un écart relatif d'environ - 3% par rapport à la mesure au pied à coulisse. L'estimation des entraxes sur les projections avant reconstruction comporte elle aussi un écart relatif d'environ - 3%. Concernant les diamètres, la transformée de Hough les sous-estime jusqu'à 10% lorsqu'ils sont obtenus à partir des projections et les surestime jusqu'à 30 % à partir des coupes dans le volume. Ces résultats démontrent la capacité à retrouver à partir de l'imagerie terahertz 2D ou 3D, et par la technique plein champ ou point par point, les dimensions d'objets ou de défauts. Au-delà de la mesure à une dimension, nous avons montré la possibilité de retrouver, à partir de l'imagerie point par point à 0,287 THz, la surface et le volume de deux objets fabriqués en matériau PEEK par fabrication additive. Ces objets de moins de 8 cm³ de volume ont une réelle application puisqu'ils sont destinés à remplacer certaines vertèbres de personnes souffrant de problème de dos. Malgré des effets, tels que la diffraction et la déviation de faisceau aux interfaces, qui nuisent à l'imagerie d'absorbance, la reconstruction 3D à partir de 36 projections à 0,287 THz obtenues point par point, révèle une grande qualité de reconstruction. C'est grâce aux outils que sont la segmentation en région, le maillage et les méthodes de mesures 1D, 2D et 3D, développés précédemment dans le logiciel Noctylio, que nous avons pu caractériser ces objets de façon systématique. En conclusion, les effets optiques aux interfaces tendent à surestimer les dimensions externes et à sous-estimer les dimensions internes. Ces effets sont aussi la principale source d'artefact dans la reconstruction, par l'augmentation brutale de l'absorbance aux interfaces, induite par le saut d'indice. Pour limiter ces effets, nous avons proposé d'immerger l'objet étudié dans un milieu différent de celui de l'air, à l'image de l'adaptation d'impédance utilisée en imagerie par ultrasons. Nous avons choisi, comme milieu d'adaptation, de la paraffine liquide, à la fois pour son indice quasi-constant de 1,48 et son coefficient d'absorption de moins de 1 cm⁻¹ sur la bande 0,3 - 3 THz. Deux objets sont imagés en transmission par le spectromètre TPS 3000 avec et sans paraffine pour comparer les résultats ; premièrement un cylindre en PTFE de diamètre 5,6 mm, et un prisme à base triangulaire en HDPE. Alors que l'image sans paraffine ne permet pas de discerner le prisme du cylindre, l'ajout du milieu d'adaptation montre une meilleure représentation en 2D et en 3D. L'effet de lentille du cylindre est fortement limité mais le profil d'absorbance aux bords reste fortement perturbé, et la reconstruction 3D par tomographie du cylindre est un tube creux. Pour autant, un ajustement par la fonction erreur permet une estimation du diamètre plus juste avec la paraffine (5,6 mm) que sans (5,8mm). Concernant le prisme, on retrouve un profil en accord avec la base triangulaire grâce à l'imagerie de phase. Moyennant la différence d'indice optique entre la paraffine et le PE, la phase déroulée a permis une reconstruction 3D du prisme à plusieurs fréquences ainsi qu'une estimation de son épaisseur avec un écart relatif par rapport à la mesure au pied à coulisse d'environ 8% entre 0,5 et 2 THz.

Conclusion générale et perspectives

L'objectif de ce travail est de positionner l'imagerie par onde millimétrique ou submillimétrique comme un nouvel outil dédié à la métrologie et au contrôle non destructif. En premier lieu, nous avons présenté deux techniques d'imagerie. Une consistant à déplacer l'objet, point par point, dans un faisceau terahertz focalisé pour reconstruire, pixel par pixel, une image en deux dimensions. L'autre technique repose sur l'utilisation d'un objectif et d'un capteur composé de plusieurs détecteurs, qui permet d'imager l'objet, sans déplacement mécanique. Bien que cette dernière technique soit beaucoup plus rapide que l'imagerie point par point, la qualité des images obtenues n'est pas comparable et ceci à cause de deux verrous.

Le premier concerne la dynamique de contraste ; quelle que soit la technique d'imagerie active, augmenter la vitesse d'acquisition tout en gardant le même RSB nécessite, soit une source de rayonnement plus puissante, soit une meilleure sensibilité de l'imageur. Nous avons pu constater les limites des émetteurs compacts avec une puissance maximale d'environ 1 mW à 1 THz (fossé THz). Avec la technologie des microbolomètres non refroidis, il est possible de fabriquer un capteur constitué de plusieurs dizaines de milliers de pixels, ayant chacun une puissance minimale détectable d'environ 100 pW à 1 THz, et descendant jusqu'à 30 pW à 2,5 THz. Nous avons également tiré profit de la maturité technologique de l'imageur plein champ du CEA-LETI constitué de 76800 pixels (matrice de 320*240).

Le deuxième verrou est intrinsèque à la physique ondulatoire et à la cohérence des sources employées dans ce travail. Dans le cas de l'imagerie plein champ, la mesure sur chacun des détecteurs du capteur matriciel peut être perturbée par les interférences induites par les différences de chemin optique au sein de l'objectif. De plus, le phénomène de diffraction d'un faisceau dont la longueur d'onde est du même ordre de grandeur que l'objet à imager, peut rendre très difficile l'interprétation de l'image.

Disposant d'une caméra temps réel, nous avons caractérisé la réponse des capteurs bolométriques matriciels, et cartographié les champs émis par toutes les sources disponibles. Muni de son objectif d'ouverture $f/0,8$ et de grandissement $\frac{1}{4}$, une résolution limite de 350 μm à 2,5 THz a pu être évaluée de manière expérimentale, et confirmée par des simulations optiques de la fonction de transfert de modulation sur le logiciel Zemax.

Toutefois, il a fallu s'accommoder des contraintes liées à la cohérence du faisceau et à sa puissance limitée. Pour outrepasser ces effets et tirer profit de la sensibilité maximale de la caméra, plusieurs voies ont été étudiées et validées. La première consiste en un homogénéiseur de faisceau. Ainsi, avec un laser à cascade quantique d'une puissance de 3 mW, les 76800 pixels de la caméra TZCAM peuvent être éclairés avec un RSB compris entre 20 et 30 dB en seulement 40 ms. Le gain de temps est énorme en comparaison avec l'imageur TDS point par point avec un facteur d'environ 250 000 sur la vitesse d'acquisition. Ainsi, nous avons pu, par exemple, augmenter le nombre de projections nécessaires à la reconstruction tomographique, permettant une représentation 3D de plus grande qualité, tout en gardant un temps d'acquisition compatible avec les applications CND.

La deuxième technique est adaptée pour les sources moins puissantes, ne pouvant offrir en plein champ, un rapport signal à bruit suffisant. Nous avons donc déployé un galvanomètre à deux miroirs afin de concentrer tout le faisceau terahertz sur une zone prédéfinie. Puis, un balayage séquentiel sur toute la surface du capteur permet d'imager dans un temps raisonnable. Nous montrons expérimentalement que, disposant d'une source de puissance inférieure à 50 μW à la fréquence de 3,78 THz, le contrôle de la position du faisceau permet d'éclairer les 76800 pixels de la caméra avec un RSB moyen d'environ 10 dB en moins d'une minute. Enfin, la conception avec Zemax, d'un deuxième objectif avec un grandissement plus grand ($G=1/2$) et donc plus adapté à la fréquence de 3,78 THz a permis de montrer l'importance d'une résolution numérique suffisante.

Concernant les éventuelles aberrations géométriques, nous avons démontré la possibilité de corriger la distorsion induite par une utilisation non optimale de l'objectif, comme une distance de travail non conforme au design. Ainsi, un masque de calibration a été implémenté, puis un traitement d'image a permis de corriger la distorsion de l'image d'un objet quelconque.

Pour la reconstruction 3D par tomographie qui nécessite des projections de l'objet selon plusieurs angles de vue, une profondeur de champ de dimension inférieure à l'épaisseur de l'objet peut s'avérer problématique. En effet, lorsque des zones de l'objet se trouvent en dehors du plan focal, la résolution s'en trouve fortement dégradée. En revanche, cette même profondeur de champ réduite peut être exploitée pour reconstruire en 3D des surfaces courbées grâce à la technique d'imagerie *Shape From Focus* (SFF). Cette méthode de reconstruction originale pour les ondes terahertz consiste à faire varier la position du plan focal par rapport à l'objet. Par des traitements numériques, nous avons pu restituer une image terahertz nette en tout point, puis nous avons extrait une cartographie en relief de la surface. Cette nouvelle approche possède un potentiel d'application très important pour le CND THz lorsque l'une des dimensions de l'objet est petite par rapport aux deux autres, et s'avère être une alternative aux techniques de tomographie.

D'un point de vue applicatif, nous avons étudié quelques matériaux et quelques applications de ce dispositif expérimental. Par exemple, la tomographie d'une tête de vaporisateur, réalisée à partir de 750 projections prises avec l'imageur plein champ à 2,5 THz sur 180° , a permis d'obtenir une reconstruction 3D de très grande qualité, puisque les coupes dans le volume permettent de révéler ses parties internes.

Un autre aspect important concerne les problèmes de métrologie, ou l'extraction des dimensions des objets à partir de leur image. Ainsi, nous avons caractérisé, avec une étude quantitative réalisée sur les projections 2D et les reconstructions tomographiques 3D, des objets contenant des ouvertures circulaires. Cela nous a permis de démontrer la capacité des imageurs et des algorithmes, à restituer l'objet avec ses dimensions. Pour évaluer les diamètres et entraxes des ouvertures, plusieurs critères de mesure ont été utilisés, tels que l'ajustement par la fonction erreur, la transformée circulaire de Hough, l'ajustement par une fonction gaussienne en deux dimensions, ou encore le critère du minimum de transmission. En ce qui concerne les projections 2D sur la bande 0,3 – 3 THz en imagerie point par point, nous avons analysé les résultats et montré une meilleure prédiction du diamètre de 4 mm dans une lame métallique de 1 mm d'épaisseur lorsque que la fréquence augmente. Cependant, en raison de la profondeur de champ réduite à haute fréquence, le diamètre est systématiquement sous-estimé lorsque l'épaisseur de la plaque devient supérieure à ce diamètre. Pour des objets transparents tels que l'ABS jusqu'à 1 THz, nous avons mis en évidence la difficulté à évaluer le diamètre des ouvertures, en raison des interférences induites par les

différences de chemin optique du faisceau focalisé.

À l'inverse, dans le cas de l'imagerie plein champ, la répartition de la puissance optique sur tout le capteur par les techniques d'homogénéisation, initialement exploitées pour limiter les interférences induites par l'objectif, permettent également de limiter celles induites par l'objet lui-même. L'écart entre les dimensions mesurées de manière conventionnelle, et celles estimées par l'imagerie terahertz est de moins de 1 mm sur les projections 2D, et d'environ 2 mm sur les coupes dans le volume reconstruit, soit un écart relatif d'environ 3% dans les deux cas. Les origines d'une telle erreur dans l'estimation des dimensions peuvent être multiples, qu'elles soient liées au système d'imagerie avec la résolution et le grandissement dégradé hors plan focal, ou la réfraction aux interfaces entre l'objet et l'air. Concernant ce dernier effet qu'est la réfraction aux interfaces, l'immersion de formes complexes tels qu'un cylindre ou un prisme dans un liquide d'indice optique adapté a montré une amélioration des images 2D et 3D, et permis une meilleure évaluation de leur dimension.

En conclusion, nous avons posé les briques de bases pour que l'imagerie terahertz devienne un outil de plus en plus performant pour des emplois dans l'industrie. Pour autant, le choix de la fréquence d'imagerie de 2,5 THz, bien qu'il soit le plus pertinent à l'heure actuelle, pour des raisons de puissance de source disponible et de sensibilité des imageurs, ne constitue pas la seule combinaison possible. La science autour de la technologie et donc des performances est en fait un compromis permanent entre puissance disponible, capteur efficaces et intégrés mais aussi cadence d'acquisition et rendu d'images. Ainsi le concepteur doit s'adapter aux contraintes imposées et notamment sur le choix de la fréquence avec ; d'une part, sur l'épaisseur et le matériau de l'objet opaque à traverser et, d'autre part, sur la taille du plus petit élément que l'on souhaite détecter, localiser, ou même imager. D'autre part, nous avons montré grâce à la technique hybride entre imagerie point par point et imagerie plein champ, la possibilité d'imager en présence de source à puissance limitée, pour augmenter la dynamique de contraste et tirer profit du maximum de puissance disponible. Cette technique adaptable pourrait alors devenir un nouvel axe applicatif pour imager et contrôler un objet dans le cadre d'une expérience de CND.

Il reste encore beaucoup de recherche à mener pour combler le fossé THz d'application à l'imagerie ; des systèmes d'imagerie plus performants et des algorithmes de traitements 2D et 3D plus optimisés permettraient de confirmer le potentiel applicatif de l'imagerie THz. La dynamique de contraste des imageurs en temps réel pourrait être encore augmentée sur cette bande, grâce à des sources compactes accordables et plus puissantes, tels que le laser à gaz pompé par un QCL dans l'infrarouge, ou encore grâce à des capteurs matriciels plus adaptés aux fréquences, notamment entre 0,5 – 1 THz, à base de détecteurs électroniques par exemple. Concernant les techniques d'éclairage, il serait intéressant de réaliser des études plus poussées, notamment par des simulations pour obtenir un éclairage plus uniforme tout en conservant un maximum de puissance disponible. Enfin, il peut être envisageable de concevoir des objectifs à ouverture et grandissement variables, ou encore avec une mise au point ajustable, afin de rendre l'expérience d'imagerie THz plus agile.

Bibliographie

- [1] J. L. Coutaz, *Optoélectronique terahertz*. EDP Sciences, 2008.
- [2] D. H. Auston, "Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 26, no. 3, pp. 101–103, 1975.
- [3] T. Yasui, E. Saneyoshi, and T. Araki, "Asynchronous optical sampling terahertz time-domain spectroscopy for ultrahigh spectral resolution and rapid data acquisition," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, no. 6, pp. 67–70, 2005.
- [4] J. A. Zeitler, P. F. Taday, D. a Newnham, M. Pepper, K. C. Gordon, and T. Rades, "Terahertz pulsed spectroscopy and imaging in the pharmaceutical setting--a review.," *J. Pharm. Pharmacol.*, vol. 59, no. 2, pp. 209–223, 2007.
- [5] F. Ospald *et al.*, "Aeronautics composite material inspection with a terahertz time-domain spectroscopy system," *Opt. Eng.*, vol. 53, no. 3, p. 031208, Dec. 2013.
- [6] F. Ospald *et al.*, "3D terahertz imaging for the control of aeronautics composite multilayered structures," *Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2013 38th International Conference on*. p. 1, 2013.
- [7] J. Bou-Sleiman, "Imagerie et spectroscopie térahertz : application aux problématiques de défense et de sécurité," Université de Bordeaux, 2016.
- [8] D. T. Leisawitz *et al.*, "Scientific motivation and technology requirements for the SPIRIT and SPECS far-infrared/submillimeter space interferometers," in *International Society for Optics and Photonics*, 2000, vol. 4013, pp. 4011–4013.
- [9] G. H. Rieke *et al.*, "Infrared astronomy after IRAS," *Science*, vol. 231, no. 4740, pp. 807–814, 1986.
- [10] J. V Moloney, J. M. Yarborough, M. Fallahi, M. Scheller, S. W. Koch, and M. Koch, "Compact, high-power, room-temperature, narrow-line terahertz source," *SPIE Newsroom*, pp. 2–4, 2011.
- [11] M. C. Kemp, "Millimetre wave and terahertz technology for detection of concealed threats - a review," in *2007 Joint 32nd International Conference on Infrared and Millimeter Waves and the 15th International Conference on Terahertz Electronics*, 2007, pp. 647–648.
- [12] Y. Song, Z. Wang, J. Loh, and M. J. Thomson, "High-Temperature H₂O Vapor Measurement Using Terahertz Spectroscopy for Industrial Furnace Applications," *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, vol. 6, no. 1, pp. 26–31, 2016.
- [13] "Terahertz Database." [Online]. Available: <http://www.thzdb.org/index.php?s=0>.
- [14] F. GARET, "Génération optoélectronique d'impulsions électromagnétiques ultra-courtes : application à la spectroscopie THz," Grenoble INP, 1997.
- [15] L. Duvillaret, F. Garet, and J. L. Coutaz, "A reliable method for extraction of material parameters in terahertz time-domain spectroscopy," *Sel. Top. Quantum Electron. IEEE J.*, vol. 2, no. 3, pp. 739–746, 1996.

-
- [16] M. B. Fr *et al.*, “Comparative Study of Material Parameter Extraction Using Terahertz Time-Domain Spectroscopy,” *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, vol. 39, no. 4, pp. 349–366, Apr. 2018.
 - [17] C. L. K. Dandolo, J.-P. Guillet, X. Ma, F. Fauquet, M. Roux, and P. Mounaix, “Terahertz frequency modulated continuous wave imaging advanced data processing for art painting analysis,” *Opt. Express*, vol. 26, no. 5, p. 5358, Mar. 2018.
 - [18] C. Seco-Martorell, V. López-Domínguez, G. Arauz-Garofalo, A. Redo-Sanchez, J. Palacios, and J. Tejada, “Goya’s artwork imaging with Terahertz waves,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 15, pp. 17800–5, 2013.
 - [19] K. W. Buchanan, “Real time imaging analysis using a terahertz quantum cascade laser and a microbolometer focal plane array,” Naval Postgraduate School, Monterey, California, 2008.
 - [20] F. Friederich *et al.*, “THz Active Imaging Systems with Real-Time Capabilities BT - THz and Security Applications,” 2014, pp. 153–187.
 - [21] A. Redo-Sanchez, N. Laman, B. Schulkin, and T. Tongue, “Review of terahertz technology readiness assessment and applications,” *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, vol. 34, no. 9, pp. 500–518, 2013.
 - [22] A. Y. Pawar, D. D. Sonawane, K. B. Erande, and D. V. Derle, “Terahertz technology and its applications,” *Drug Invent. Today*, vol. 5, no. 2, pp. 157–163, 2013.
 - [23] I. Hochfrequenztechnik *et al.*, “Inspection of plastic weld joints with terahertz imaging,” in *Optical Measurement Systems for Industrial Inspection V*, 2007, vol. 1, no. 1, pp. 1–11.
 - [24] A. Society, B. Engineers, and P. Rico, “Terahertz (THz) Applications in Food and Agriculture: A Review,” *Trans. ASABE*, no. April 2013, pp. 1213–1226, 2013.
 - [25] P. C. Ashworth *et al.*, “Terahertz pulsed spectroscopy of freshly excised human breast cancer,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 15, p. 12444, 2009.
 - [26] A. Al-Ibadi *et al.*, “Terahertz biomedical imaging: From multivariate analysis and detection to material parameter extraction,” *Prog. Electromagn. Res. Symp.*, vol. Part F1343, pp. 2756–2762, 2017.
 - [27] C. Jansen *et al.*, “Terahertz imaging: applications and perspectives,” *Appl. Opt.*, vol. 49, no. 19, p. E48, 2010.
 - [28] “Photonics Applied: Terahertz Imaging: Terahertz imaging tackles solar cell and semiconductor process inspection - Laser Focus World.” [Online]. Available: <http://www.laserfocusworld.com/articles/print/volume-53/issue-10/features/photonics-applied-terahertz-imaging-terahertz-imaging-tackles-solar-cell-and-semiconductor-process-inspection.html>.
 - [29] J. Roschke and K. Mann, “No short-term effects of digital mobile radio telephone on the awake human electroencephalogram,” *Bioelectromagnetics*, vol. 18, no. 2, pp. 172–176, 1997.
 - [30] B. Veyret, “Overview of 50 years of laboratory, animal and human studies,” *BIOEM2014 Conf. Jun 2014, Cape Town, South Afric*, Jun. 2014.
 - [31] J. P. Guillet *et al.*, “Review of Terahertz Tomography Techniques,” *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, vol. 35, no. 4, pp. 382–411, 2014.
 - [32] B. Recur *et al.*, “Terahertz radiation for tomographic inspection,” *Opt. Eng.*, vol. 51, no. 9, p. 091609, May 2012.
 - [33] B. Ferguson, S. Wang, D. Gray, D. Abbott, and X. C. Zhang, “Towards functional 3D T-ray imaging,”

- Phys. Med. Biol.*, vol. 47, no. 21, pp. 3735–3742, 2002.
- [34] H. Quast and T. Löffler, “3D-Terahertz-tomography for material inspection and security,” *34th Int. Conf. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves, IRMMW-THz 2009*, 2009.
 - [35] R. A. Lewis, “A review of terahertz sources,” *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 47, no. 37, p. 374001, 2014.
 - [36] L. Ma, J. Yang, and J. Nie, “Two forms of Wien ’ s displacement law,” *Education*, vol. 3, no. 3, pp. 566–568, 2009.
 - [37] M. Kowalski, M. Kastek, M. Walczakowski, N. Palka, and M. Szustakowski, “Passive imaging of concealed objects in terahertz and long-wavelength infrared,” *Appl. Opt.*, vol. 54, no. 13, p. 3826, 2015.
 - [38] E. Heinz *et al.*, “Passive 350 GHz Video Imaging Systems for Security Applications,” *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, pp. 879–895, 2015.
 - [39] G. Zieger *et al.*, “A passive submillimeter video camera for security applications,” *2013 38th Int. Conf. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, no. d, pp. 13–14, Sep. 2013.
 - [40] F. Simoens *et al.*, “Demonstration of large field of view fast scanning based on a real-time uncooled antenna & cavity coupled bolometer array camera,” *Int. Conf. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves, IRMMW-THz*, pp. 5–6, 2014.
 - [41] I. Mehdi *et al.*, “Terahertz multiplier circuits,” *IEEE MTT-S Int. Microw. Symp. Dig.*, pp. 341–344, 2006.
 - [42] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, “Infrared and Visible Semiconductor Lasers,” in *Semiconductor Lasers*, Boston, MA, MA: Springer US, 1993, pp. 547–582.
 - [43] B. S. Williams, “Terahertz quantum-cascade lasers,” *Nat. Photonics*, vol. 1, no. 9, pp. 517–525, 2007.
 - [44] P. Gellie, “Verrouillage actif des modes et contrôle des propriétés spectrales des lasers à cascade quantique térahertz Active mode-locking and control of the spectral properties of terahertz quantum cascade lasers,” Université Paris Diderot, 2012.
 - [45] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, “Quantum Cascade Laser,” *Science*, vol. 264, no. 5158, pp. 553–556, 22-Apr-1994.
 - [46] R. Köhler *et al.*, “Terahertz semiconductor-heterostructure laser,” *Nature*, vol. 417, no. 6885, pp. 156–159, 2002.
 - [47] “Lytid,” 2016. [Online]. Available: lytid.com.
 - [48] “THz QCL Systems - LongWave.” [Online]. Available: <http://longwavephotonics.com/thz-qcl-systems.html>.
 - [49] L. Miao, D. Zuo, C. Qi, Z. Jiu, Z. Cheng, and J. Wu, “High energy optically pumped NH₃ terahertz laser with simple cavity,” *Chinese Opt. Lett.*, vol. 8, no. 4, pp. 411–413, 2010.
 - [50] L. H. Xu, R. M. Lees, E. C. C. Vasconcellos, S. C. Zerbetto, L. R. Zink, and K. M. Evenson, “Methanol and the optically pumped far-infrared laser,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 32, no. 3, pp. 392–398, 1996.
 - [51] G. Dodel, “On the history of far-infrared (FIR) gas lasers: Thirty-five years of research and application,” *Infrared Physics and Technology*, vol. 40, no. 3, pp. 127–139, 1999.
 - [52] K. Kawase, M. Sato, T. Taniuchi, and H. Ito, “Coherent tunable THz-wave generation from LiNbO₃ with monolithic grating coupler,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, no. 18, pp. 2483–2485, 1996.

-
- [53] W. Shi and Y. J. Ding, "Efficient, tunable, and coherent 0.18–5.27-THz source based on GaSe crystal," *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 16, pp. 1454–1456, 2002.
 - [54] A. Pagies, G. Ducournau, and J.-F. Lampin, "Low-threshold terahertz molecular laser optically pumped by a quantum cascade laser," *APL Photonics*, vol. 1, no. 3, p. 031302, Jun. 2016.
 - [55] A. Pagies, G. Ducournau, and J.-F. Lampin, "Progress in continuous wave THz molecular laser optically pumped by a quantum cascade laser," in *2017 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, 2017, pp. 1–2.
 - [56] A. Rogalski, "Terahertz detectors and focal plane arrays," *Opto-Electronics Rev.*, vol. 18, no. 2, pp. 121–136, 2010.
 - [57] V. V. Kubarev, V. K. Ovchar, and K. S. Palagin, "Ultra-fast terahertz Schottky diode detector," *2009 34th Int. Conf. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, pp. 1–2, 2009.
 - [58] P. H. Siegel, R. P. Smith, M. C. Gaidis, and S. C. Martin, "2.5-THz GaAs monolithic membrane-diode mixer," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 47, no. 5, pp. 596–604, 1999.
 - [59] V. Bozhkov, "Semiconductor Detectors, Mixers, and Frequency Multipliers for the Terahertz Band.," *Radiophys. Quantum Electron.*, vol. 46, no. 8/9, pp. 631–656, 2003.
 - [60] S.-P. Han *et al.*, "InGaAs Schottky barrier diode array detector for a real-time compact terahertz line scanner," *Opt. Express*, vol. 21, no. 22, p. 25874, Nov. 2013.
 - [61] W. Knap *et al.*, "Field effect transistors for terahertz detection and emission," *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, vol. 32, no. 5, pp. 618–628, 2011.
 - [62] W. Knap *et al.*, "Field effect transistors for terahertz detection: Physics and first imaging applications," *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, vol. 30, no. 12, pp. 1319–1337, 2009.
 - [63] M. Zanolì, M. Ali, and M. Perenzoni, "A 8×6 pixel THz focal plane array with per-pixel high-gain readout channel in 150 nm CMOS technology," in *2017 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, 2017, pp. 1–2.
 - [64] R. Al Hadi *et al.*, "A 1 k-pixel video camera for 0.7-1.1 terahertz imaging applications in 65-nm CMOS," *IEEE J. Solid-State Circuits*, vol. 47, no. 12, pp. 2999–3012, 2012.
 - [65] S. Hargreaves and R. A. Lewis, "Terahertz imaging: materials and methods," *J. Mater. Sci. Mater. Electron.*, vol. 18, no. S1, pp. 299–303, 2007.
 - [66] H.-B. Liu, H. Zhong, N. Karpowicz, Y. Chen, and X.-C. Zhang, "Terahertz Spectroscopy and Imaging for Defense and Security Applications," *Proc. IEEE*, vol. 95, no. 8, pp. 1514–1527, 2007.
 - [67] A. Dobroiu, M. Yamashita, Y. N. Y. N. Ohshima, Y. Morita, C. Otani, and K. Kawase, "Terahertz imaging system based on a backward-wave oscillator," *Appl. Opt.*, vol. 43, no. 30, p. 5637, 2004.
 - [68] Q. Li, S.-H. Ding, R. Yao, and Q. Wang, "Real-time terahertz scanning imaging by use of a pyroelectric array camera and image denoising.," *J. Opt. Soc. Am. A. Opt. Image Sci. Vis.*, vol. 27, no. 11, pp. 2381–2386, 2010.
 - [69] H. Wang, X. Yi, J. Lai, and Y. Li, "Fabricating microbolometer array on unplanar readout integrated circuit," *Int. J. Infrared Millimeter Waves*, vol. 26, no. 5, pp. 751–762, 2005.
 - [70] J. Gou, J. Wang, X. Zheng, D. Gu, H. Yu, and Y. Jiang, "Detection of terahertz radiation from 2.52 THz CO₂ laser using a 320×240 vanadium oxide microbolometer focal plane array," *RSC Adv.*, vol. 5, no. 102, pp. 84252–84256, Oct. 2015.

- [71] J. L. Tissot, S. Tinnes, A. Durand, C. Minassian, P. Robert, and M. Vilain, "High performance uncooled amorphous silicon VGA and XGA IRFPA with 17 μm pixel-pitch," *Proc. SPIE7834*, vol. 7834, p. 78340K–78340K–8, 2010.
- [72] F. Simoens *et al.*, "THz uncooled microbolometer array development for active imaging and spectroscopy applications," *IRMMW-THz 2010 - 35th Int. Conf. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves, Conf. Guid.*, pp. 4–5, 2010.
- [73] N. Oda *et al.*, "Microbolometer Terahertz Focal Plane Array and Camera with Improved Sensitivity in the Sub-Terahertz Region," *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, pp. 947–960, 2015.
- [74] F. Simoens *et al.*, "Real-time imaging with THz fully-customized uncooled amorphous-silicon microbolometer focal plane arrays," *Proc. SPIE - Int. Soc. Opt. Eng.*, vol. 8363, p. 83630D (12 pp.)–83630D (12 pp.), 2012.
- [75] N. Oda, "Uncooled bolometer-type Terahertz focal plane array and camera for real-time imaging," *Comptes Rendus Phys.*, vol. 11, no. 7–8, pp. 496–509, Aug. 2010.
- [76] F. Simoens and J. Meilhan, "Terahertz real-time imaging uncooled array based on antenna- and cavity-coupled bolometers," *Philos. Trans. R. Soc. London A Math. Phys. Eng. Sci.*, vol. 372, no. 2012, Feb. 2014.
- [77] A. W. M. Lee, B. S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, and J. L. Reno, "Real-time imaging using a 4.3-THz quantum cascade laser and a 320×240 microbolometer focal-plane array," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 18, no. 13, pp. 1415–1417, 2006.
- [78] J. Wang, J. Gou, W. Li, and Y. Jiang, "Terahertz imaging with micro-bridge structure detector array and 2.52THz far infrared laser," in *2015 40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*, 2015, pp. 1–2.
- [79] J. El Haddad, F. De Miollis, J. Bou Sleiman, L. Canioni, P. Mounaix, and B. Bousquet, "Chemometrics applied to quantitative analysis of ternary mixtures by terahertz spectroscopy," *Anal. Chem.*, vol. 86, pp. 4927–4933, 2014.
- [80] A. Brahm *et al.*, "Imaging with a multichannel terahertz time-domain spectroscopy system at 1030 nm excitation wavelength," *Int. Conf. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves, IRMMW-THz*, vol. 22, no. 11, pp. 3667–3677, 2014.
- [81] B. Pradarutti *et al.*, "Terahertz line detection by a microlens array coupled photoconductive antenna array.," *Opt. Express*, vol. 16, no. 22, pp. 18443–18450, 2008.
- [82] M. R. Grootendorst *et al.*, "Use of a handheld terahertz pulsed imaging device to differentiate benign and malignant breast tissue," *Biomed. Opt. Express*, vol. 8, no. 6, p. 2932, 2017.
- [83] M. Takai *et al.*, "Video-rate terahertz electric-field vector imaging," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 105, no. 15, p. 151103, Oct. 2014.
- [84] T. Yasui, K. Sawanaka, A. Ihara, and T. Araki, "Real-time THz-TDS line scanner for moving object," in *2008 Conference on Lasers and Electro-Optics and 2008 Conference on Quantum Electronics and Laser Science*, 2008, pp. 1–2.
- [85] T. Yasui, K. Sawanaka, A. Ihara, E. Abraham, M. Hashimoto, and T. Araki, "Real-time terahertz color scanner for moving objects.," *Opt. Express*, vol. 16, no. 2, pp. 1208–1221, Jan. 2008.
- [86] Z. Opticstudio, "OpticStudio Help Files," no. October, 2014.

-
- [87] B. Zhang and J. Zerubia, "Point-Spread Function Models," *Appl. Opt.*, vol. 46, no. 10, pp. 1819–1829, 2007.
 - [88] K. Ahi, "Mathematical Modeling of THz Point Spread Function and Simulation of THz Imaging Systems," *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, no. October, 2017.
 - [89] S. Kubota, Y. Hisatake, T. Kawamura, and M. Takemoto, "Influence of Pixel Density on the Image Quality of Smartphone Displays," *Sid 2015 Dig.*, pp. 22–25, 2015.
 - [90] F. Simoens, J. Meilhan, and J.-A. A. Nicolas, "Terahertz Real-Time Imaging Uncooled Arrays Based on Antenna-Coupled Bolometers or FET Developed at CEA-Leti," *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, vol. 36, no. 10, pp. 961–985, 2015.
 - [91] B. Recur *et al.*, "Ordered subsets convex algorithm for 3D terahertz transmission tomography," *Opt. Express*, vol. 22, no. 19, p. 23299, 2014.
 - [92] A. Brahm, A. Wilms, M. Tymoshchuk, C. Grossmann, G. Notni, and A. Tünnermann, "Optical Effects at projection measurements for Terahertz tomography," *Opt. Laser Technol.*, vol. 62, pp. 49–57, 2014.
 - [93] E. Abraham, A. Younus, C. Aguerre, P. Desbarats, and P. Mounaix, "Refraction losses in terahertz computed tomography," *Opt. Commun.*, vol. 283, no. 10, pp. 2050–2055, May 2010.
 - [94] J. Tepe, N. A. Jan, T. Schuster, and B. Littau, "A modified algebraic reconstruction technique taking refraction into account with an application in terahertz tomography," *Inverse Probl. Sci. Eng.*, pp. 1–20, 2016.
 - [95] B. Recur *et al.*, "Propagation beam consideration for 3D THz computed tomography," *Opt. Express*, vol. 20, no. 6, p. 5817, 2012.
 - [96] H. Balacey and B. Recur, "NOCTYLIO - 3D imaging Software." [Online]. Available: <http://www.noctyllo.com/>.
 - [97] H. Balacey, J.-B. Perraud, J. Bou Sleiman, J.-P. Guillet, B. Recur, and P. Mounaix, "Processing sequence for non-destructive inspection based on 3D terahertz images," *Infrared, Millimeter-Wave, Terahertz Technol. III*, vol. 9275, p. 92750J, 2014.
 - [98] H. Balacey, B. Recur, J.-B. Perraud, J. Bou Sleiman, J. Guillet, and P. Mounaix, "Advanced Processing Sequence for 3-D THz Imaging," *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, vol. 6, no. 2, pp. 1–8, 2016.
 - [99] Y.-H. Kuo, C. Lee, and C.-C. Liu, "A new fuzzy edge detection method for image enhancement," *Fuzzy Syst. 1997., Proc. Sixth IEEE Int. Conf.*, vol. 2, pp. 1069–1074, 1997.
 - [100] A. H. Andersen and A. C. Kak, "Simultaneous Algebraic Reconstruction Technique (SART): A superior implementation of the ART algorithm," *Ultrason. Imaging*, vol. 6, no. 1, pp. 81–94, Jan. 1984.
 - [101] S. W. Zucker and R. A. Hummel, "A Three-Dimensional Edge Operator," *IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intell.*, vol. PAMI-3, no. 3, pp. 324–331, May 1981.
 - [102] "AMC320 System." [Online]. Available: <http://www.vadiodes.com/index.php/en/products/custom-sources-and-receivers?id=789>.
 - [103] "TeraCascade 1000 series - High power CW terahertz quantum cascade laser source." [Online]. Available: <http://lytid.com/teracascade-1000-series/>.
 - [104] "TeraCascade 100 series - Cost effective state of the art terahertz QCL source." [Online]. Available: <http://lytid.com/teracascade-100-series/>.

- [105] “T-Rad THz Radiometer.” [Online]. Available: <http://www.crazyfingers.com/spectrum/products/T-Rad/T-Rad-THZ-Radiometer.php>.
- [106] “QS-THZ THz Detectors and Other Products | Gentec-EO.” [Online]. Available: <https://www.gentec-eo.com/products/thz-detectors/QS-THZ>.
- [107] “THz 20 Sensor Und Lasertechnik.” [Online]. Available: <https://www.pyrosensor.de/Standard-924644.html>.
- [108] “I2S,” 2016. [Online]. Available: <http://www.i2s-corp.com/news/terahertz-imaging/>.
- [109] F. Simoens, “THz Bolometer Detectors,” in *Physics and Applications of Terahertz Radiation*, M. Perenzoni and D. J. Paul, Eds. Dordrecht: Springer Netherlands, 2014, pp. 35–75.
- [110] R. L. Lucke, “Rayleigh-Sommerfeld Diffraction vs Fresnel-Kirchhoff , Fourier Propagation , and Poisson ’ s Spot,” 2004.
- [111] J. Y. Wang and D. E. Silva, “Wave-front interpretation with Zernike polynomials,” *Appl. Opt.*, vol. 19, no. 9, pp. 1510–8, 1980.
- [112] B. Dube, R. Cicala, A. Closz, and J. P. Rolland, “How good is your lens? Assessing performance with MTF full-field displays,” *Appl. Opt.*, vol. 56, no. 20, p. 5661, 2017.
- [113] E. Elliott, “Using Physical Optics Propagation (POP), Part 2: Inspecting the beams,” 2016. [Online]. Available: [http://customers.zemax.com/os/resources/learn/knowledgebase/using-physical-optics-propagation-\(pop\),-part-2](http://customers.zemax.com/os/resources/learn/knowledgebase/using-physical-optics-propagation-(pop),-part-2).
- [114] Y. M. Engelberg and S. Ruschin, “Fast method for physical optics propagation of high-numerical-aperture beams,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 21, no. 11, pp. 2135–2145, Nov. 2004.
- [115] N. Hogasten, H. Theodore R., and K. Strandemar, “Non-uniformity correction techniques for infrared imaging devices,” 06-Oct-2011.
- [116] E. Hack, L. Valzania, G. Gäumann, M. Shalaby, C. P. Hauri, and P. Zolliker, “Comparison of thermal detector arrays for off-axis THz holography and real-time THz imaging,” *Sensors (Switzerland)*, vol. 16, no. 2, pp. 1–11, 2016.
- [117] B. Redding *et al.*, “Low spatial coherence electrically pumped semiconductor laser for speckle-free full-field imaging,” *Proc. Natl. Acad. Sci.*, vol. 112, no. 5, pp. 1304–1309, Feb. 2015.
- [118] D. Dufour *et al.*, “Review of terahertz technology development at INO,” *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, vol. 36, no. 10, pp. 922–946, 2015.
- [119] I. N. Dolganova, K. I. Zaytsev, A. A. Metelkina, E. V. Yakovlev, V. E. Karasik, and S. O. Yurchenko, “Combined terahertz imaging system for enhanced imaging quality,” *Opt. Quantum Electron.*, vol. 48, no. 6, p. 325, Jun. 2016.
- [120] L. Thrane, R. H. Jacobsen, P. Uhd Jepsen, and S. R. Keiding, “THz reflection spectroscopy of liquid water,” *Chem. Phys. Lett.*, vol. 240, no. 4, pp. 330–333, 1995.
- [121] Tydex, “THz Materials.” [Online]. Available: http://www.tydexoptics.com/pdf/THz_Materials.pdf.
- [122] S. F. Busch, M. Weidenbach, M. Fey, F. Schäfer, T. Probst, and M. Koch, “Optical Properties of 3D Printable Plastics in the THz Regime and their Application for 3D Printed THz Optics,” *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, vol. 35, no. 12, pp. 993–997, 2014.
- [123] Victrex, “Materials Properties Guide,” 2017. [Online]. Available: https://www.victrex.com/~media/literature/en/material-properties-guide_us-4-20.pdf.

-
- [124] ZEUS, “PEEK Application and Capabilities Guide.” [Online]. Available: https://www.zeusinc.com/sites/default/files/literature/PEEK_Capability_Guide.pdf.
- [125] S. Green and J. Schlegel, “A polyaryletherketone biomaterial for use in medical implant applications,” *Polym. Med. Ind. Proc. a Conf. held Brussels*, pp. 1–7, 2001.
- [126] M. Vaezi and S. Yang, “Extrusion-based additive manufacturing of PEEK for biomedical applications,” *Virtual Phys. Prototyp.*, vol. 10, no. 3, pp. 123–135, 2015.
- [127] 3DCERAM, “3DMIX TECHNICAL DATASHEET.” [Online]. Available: <http://3dceram.com/wp-content/uploads/2017/04/3DC-Fiche-Tech-HAP.pdf>.
- [128] G. Vass and T. Perlaki, “Applying and removing lens distortion in post production,” *Proc. 2nd Hungarian Conf. Comput. Graph. Geom.*, pp. 9–16, 2009.
- [129] “3DCERAM impression 3D céramique.” [Online]. Available: <http://3dceram.com/>.
- [130] B.K.P Horn, “Focusing,” *MIT Artif. Intell. Lab.*, vol. Memo No. 1, 1968.
- [131] S. K. Nayar and Y. Nakagawa, “Shape from Focus,” *IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intell.*, vol. 16, no. 8, pp. 824–831, 1994.
- [132] M. Muhammad and T. S. Choi, “Sampling for shape from focus in optical microscopy,” *IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intell.*, vol. 34, no. 3, pp. 564–573, 2012.
- [133] S. Pertuz, D. Puig, and M. A. Garcia, “Analysis of focus measure operators for shape-from-focus,” *Pattern Recognit.*, vol. 46, no. 5, pp. 1415–1432, 2013.
- [134] T. J. Atherton and D. J. Kerbyson, “Size invariant circle detection,” *Image Vis. Comput.*, vol. 17, no. 11, pp. 795–803, 1999.
- [135] H. Liu, Y. Qian, and S. Lin, “Detecting persons using hough circle transform in surveillance video,” *VISAPP 2010 - Proc. Int. Conf. Comput. Vis. Theory Appl.*, vol. 2, pp. 267–270, 2010.
- [136] M. Soltany, S. Zadeh, and H. Pourreza, “Fast and accurate pupil positioning algorithm using circular Hough transform and gray projection,” in *International Conference on Computer Communication and Management Proc .of CSIT*, 2011, vol. 5, pp. 556–561.
- [137] “Un premier implant vertébral imprimé en 3D... et français ! - 3Dnatives.” [Online]. Available: <https://www.3dnatives.com/implant-vertebral-imprime-3d/>.
- [138] J. B. Perraud *et al.*, “Liquid index matching for 2D and 3D terahertz imaging,” *Appl. Opt.*, vol. 55, no. 32, p. 9185, 2016.

Annexe I : Résolution optique de l'imageur Teraview TPS 3000

Le spectromètre Teraview TPS 3000 peut être utilisé comme imageur point par point multispectral en transmission lorsqu'il est associé à deux platines de translations X et Y. Nous allons caractériser le système d'imagerie TPS 3000 par une mesure de la taille du faisceau au plan focal en fonction de la fréquence. On peut mesurer expérimentalement le col d'un faisceau gaussien en fonction de la fréquence par la méthode du couteau. Celle-ci consiste à faire l'image coupée par d'un bord absorbant (ou réfléchissant) et d'en mesurer le profil de transmission. Le profil de transmission peut être modélisé par une fonction erreur qui est l'intégrale du faisceau gaussien entre la position du centre du faisceau gaussien x_0 et celle du bord x (voir équation (4.1)).

Un clinquant métallique de 10 ± 0.01 mm de large et 0.1 mm d'épaisseur est choisi pour mesurer la taille du faisceau au point focal. Le signal temporel transmis par le clinquant en fonction de la position x de cet objet par rapport au faisceau et mesuré (Figure I-1 (a)). Pour obtenir une incertitude, le même scan est répété 20 fois. En prenant le module de la FFT pour chaque position du faisceau par rapport à l'objet, on obtient une série de profils de l'amplitude transmise de 0.1 à 4 THz. Sur la Figure I-1 (b), les profils normalisés de transmission pour les quatre fréquences d'intérêt montrent une différence au niveau des deux bords. En effet, plus on monte en fréquence, plus la coupure des bords devient nette.

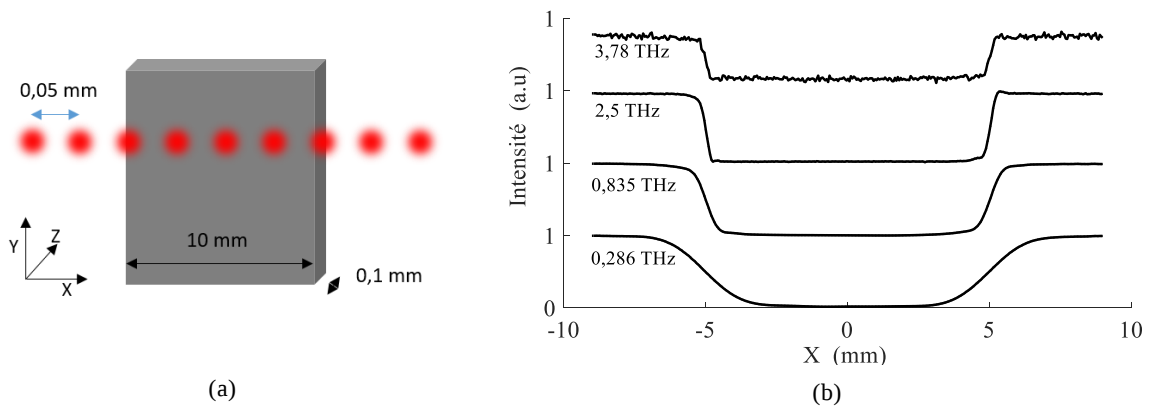


Figure I-1 : (a) Schéma de principe pour la mesure expérimentale de la taille du faisceau du Teraview (b) Profil de transmission en puissance normalisé pour les quatre fréquences d'intérêt.

Avec ces profils, nous pouvons mesurer expérimentalement la position x_0 des bords ainsi que le rayon du faisceau ω_0 . Une interpolation des profils de chacun des bords entre 0 et 4 THz est réalisée suivant l'équation (4.1) et permet d'évaluer leur position et la taille du faisceau ω_0 (Figure I-2). Enfin, l'interpolation sur 0.3 – 3 THz de ω_0 sur la Figure I-2 (b) par la formule du faisceau gaussien (Eq. (1.13)) donne une évaluation de l'ouverture du système d'imagerie. $N = 2,23 \pm 0,03$.

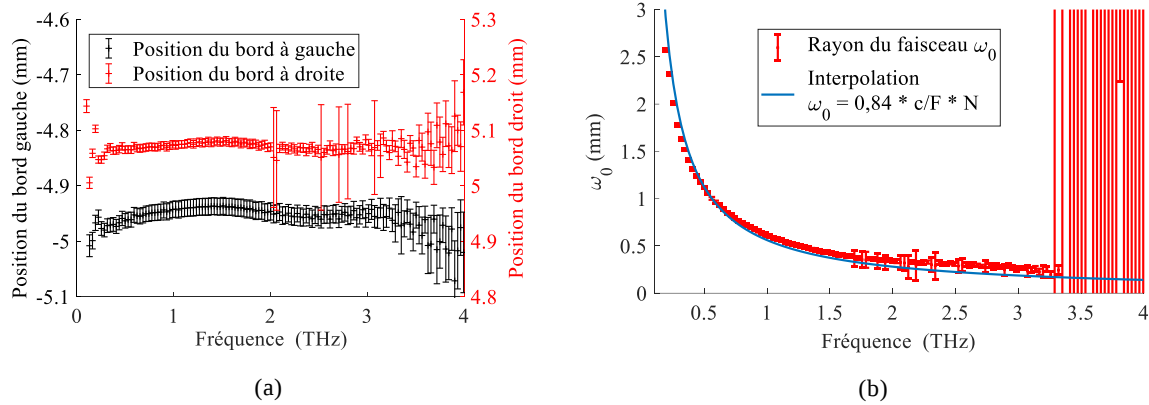


Figure I-2 : Estimation de la position des deux bords du clinquant en fonction de la fréquence (b) Estimation de la taille du faisceau ω_0 en fonction de la fréquence et calcul de l'ouverture du système d'imagerie par interpolation

L'estimation de la position des deux bords permet d'évaluer la largeur totale du clinquant et de la comparer à la mesure au pied à coulisse (Figure I-3). On constate qu'un biais quasi constant de $0,02 \pm 0,03$ mm apparaît sur toute la gamme de fréquence 0,7 - 3 THz. En dessous de 0,5 THz, le biais augmente de jusqu'à environ 0,05 mm à 0,3 THz et à partir de 3 THz, la décroissance du RSB ne permet plus une évaluation précise de la largeur du clinquant.

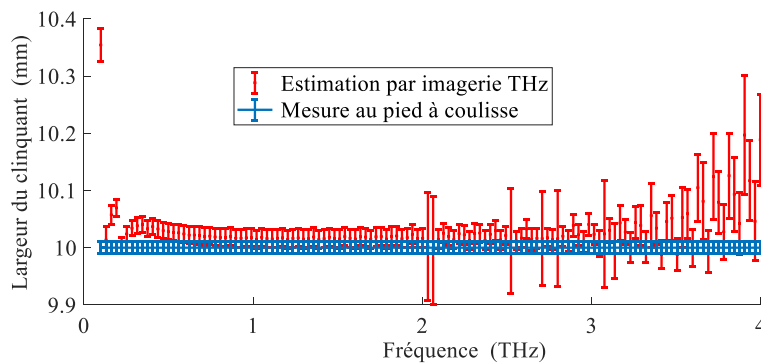


Figure I-3 : Mesure de la largeur du clinquant en fonction de la fréquence entre 0 et 4 THz et comparaison avec la mesure au pied à coulisse

Annexe II : Profondeur de champ de l'objectif optimisé à 2,5 THz

De la même manière que pour un imageur point par point, on peut mesurer une taille minimale du détail qu'il est possible d'observer avec un imageur plein champ. Pour cela, la méthode du couteau peut aussi être employée. Cette fois ci, il suffit d'une image prise en temps réel d'un bord absorbant ou réfléchissant pour en déduire une taille de faisceau. Aussi, et parce que les images sont obtenue en temps réel, on peut se permettre d'évaluer expérimentalement, la profondeur de champ de l'imageur. Pour cela, l'objet est monté sur une platine de translation pour être imagé à différentes distance objet-objectif autour de la distance de travail (Figure II-4 (a)). Pour homogénéiser le faisceau, on a utilisé une roue de mélange encore alors peu optimisée. En Figure II-4 (b), on peut voir qu'il n'est pas possible d'éclairer tout le capteur avec ce montage et que des anneaux subsistent toujours sur le capteur. Malgré tout, une évaluation de la résolution par la méthode du couteau peut être réalisée au centre optique.

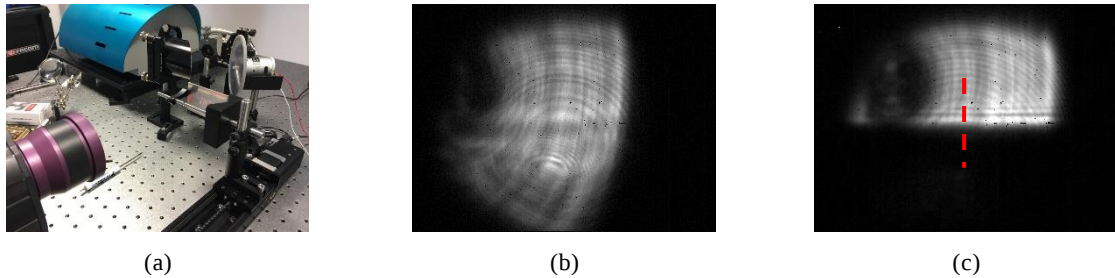


Figure II-4 : (a) Schéma de manip (b) Image de référence (c) Image avec couteau distant de 220 mm de l'objectif

En Figure II-4 (c), la diffraction par le couteau crée, elle aussi, des interférences cette fois-ci rectilignes du fait de la superposition cohérente des différentes sources virtuelles sur le plan objet. Les profils de transmission selon l'axe vertical au centre de l'image en fonction de la distance objet-objectif sont représentés en Figure II-5.

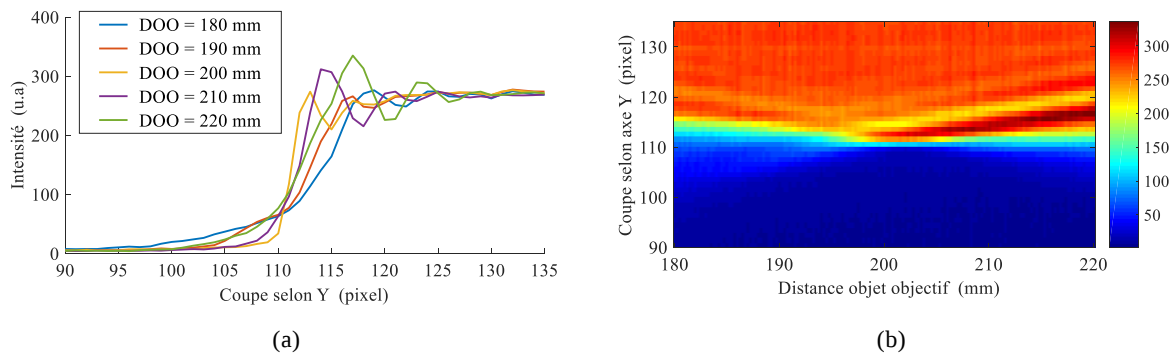


Figure II-5 : (a) Profil de transmission de l'image pour cinq distances objet-objectif (b) Image représentant le profil de transmission du bord métallique en fonction de sa distance par rapport à l'objectif

De la même manière que dans le paragraphe précédent, les profils de transmission peuvent être ajustés par l'équation (1.13) pour en déduire le rayon du faisceau sur la camera ainsi que la position du bord en fonction de la distance objet-objectif. On fait l'approximation des faisceaux gaussiens, sans tenir en compte de la présence des interférences.

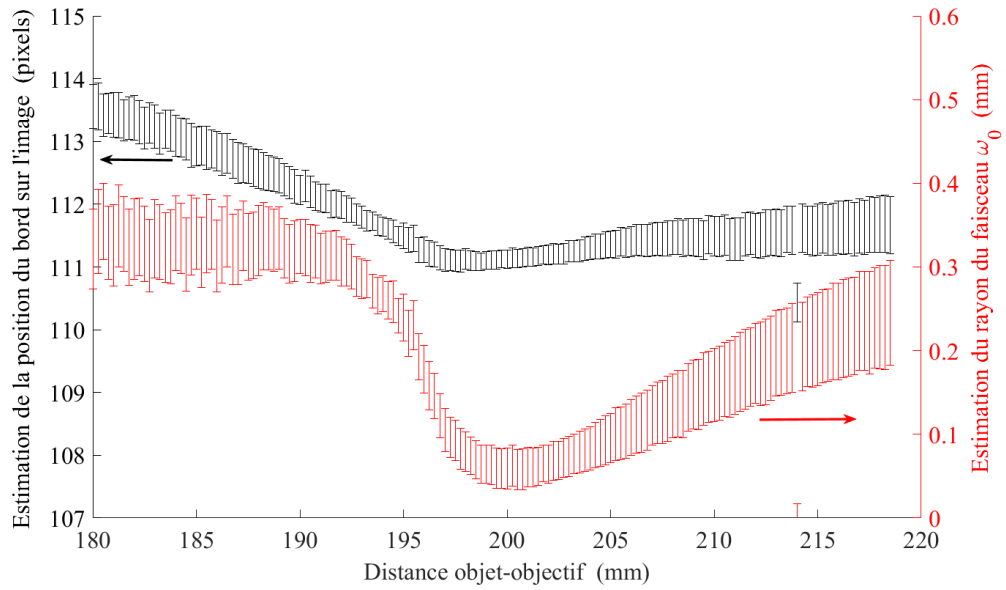


Figure II-6 : Détermination de la taille du faisceau au plan image de l'objectif $\frac{1}{4}$ et de sa profondeur de champ à son plan objet

La Figure II-6 reporte l'estimation à la fois de la position du bord dans l'image (pixels) ainsi que le rayon du faisceau ω_0 (mm) sur le capteur matriciel en fonction de la distance entre ce bord et l'objectif. Le rayon du faisceau sur le plan focal image a pu être évalué à $\omega_0 = 0,06 \pm 0,025 \text{ mm}$ pour une longueur d'onde de 0,12 mm. La zone de Rayleigh au plan objet est évaluée à $z_0 = 3 \text{ mm}$ de part et d'autre du plan focal.

Annexe III : Conception de l'objectif adapté à 3,78 THz

En vue d'exploiter au maximum le pouvoir de résolution de la source à 3,78 THz, nous avons conçu sur Zemax un autre objectif pour un grandissement plus adapté à 3,78 THz que celui fourni avec la caméra. Assemblé à partir de deux lentilles concave-convexes de silicium haute résistivité de 50 mm de focale et 25 mm de diamètre, nous avons opté pour un grandissement de $\frac{1}{2}$ pour une résolution numérique au plan objet de 10 pixel/mm (soit un pas de 0,1 mm). Étant donné le faible diamètre des lentilles et en vue de limiter les aberrations, nous avons défini une zone carrée d'imagerie au plan objet de 10*10 mm².

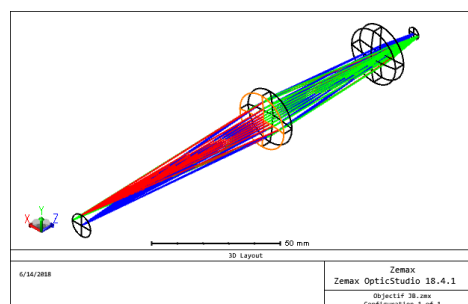
La conception d'un objectif sur Zemax se révèle très efficace et rapide grâce à l'outil d'optimisation et ce que l'on appelle la fonction de mérite. Cette fonction, définie par plusieurs critères que l'on peut pondérer est une valeur que l'on cherche à minimiser. Le choix judicieux de certaines variables telles que les épaisseurs des optiques, leur rayon de courbure, la distance les séparant ou encore leur indice de réfraction permet à Zemax de trouver un compromis. Certaines contraintes telles que des distances minimales ou maximales entre lentilles peuvent être ajoutées dans la fonction de mérite pour éviter les conceptions optiques aberrantes mécaniquement. Voyons les contraintes imposées par le banc d'imagerie.

Les lentilles sont placées de manière à limiter les aberrations sphériques, c'est-à-dire avec le plan objet et le plan image en regard de leur partie concave. La distance entre les lentilles est définie comme environ 2 fois le diamètre des lentilles, environ 50 mm. La distance minimale entre le plan objet et la première lentille est imposée par l'encombrement du miroir parabolique hors axe ; environ 100mm (Figure 2-26 (a)). Enfin, la distance minimale entre la deuxième lentille et le capteur est imposée par l'encombrement du boîtier de la caméra. Nous avons choisi comme seule variable (V), la distance entre la deuxième lentille et le plan image.

Enfin, la répartition des points d'arrivées au plan image doit être la plus concentrée possible afin obtenir une résolution optique optimale. Pour cela, on définit l'opérateur dans Zemax qui mesure la déviation standard des points d'arrivée des trois sources du plan objet de coordonnées : (0,0) au centre optique, (5,0) hors axe selon X et (0,5) hors axe selon Y. Nous avons défini l'ouverture au plan objet comme un cône de profil Gaussien dont l'angle est limité seulement par l'ouverture de la première lentille de diamètre 25 mm. Cela correspond à un demi-angle du cône d'ouverture de 7,15°.

Rayon de courbure	Épaisseur	Indice optique	Diamètre
Infini	100,0	1,00	5,00
-79,98	5,000	3,42	25,00
-50,23	54,00	1,00	25,00
50,23	5,000	3,42	25,00
79,98	18,55 (V)	1,00	5,24

(a)



(b)

Figure III-7 : (a) Conception optique de l'objectif de grandissement 1/2 (b) Schéma optique de l'objectif

Toutes ces contraintes ainsi que le grandissement de 1/2 sont renseignés dans la fonction de mérite et l'optimisation est réalisée en quelques secondes. Les données de conception optique ainsi que le schéma sont présentés en Figure III-7. La Figure III-8 (a) représente la répartition sur une grille de 1*1 mm² des points d'arrivée sur le plan image pour les trois sources du plan objet. Cette grille est centrée au point d'arrivée du

rayon central de chacun des points source (*chief ray*). On peut noter que le grandissement paraxial de $G = 2,4/5,0 = 0,48$ est très proche du grandissement attendu de 0,5.

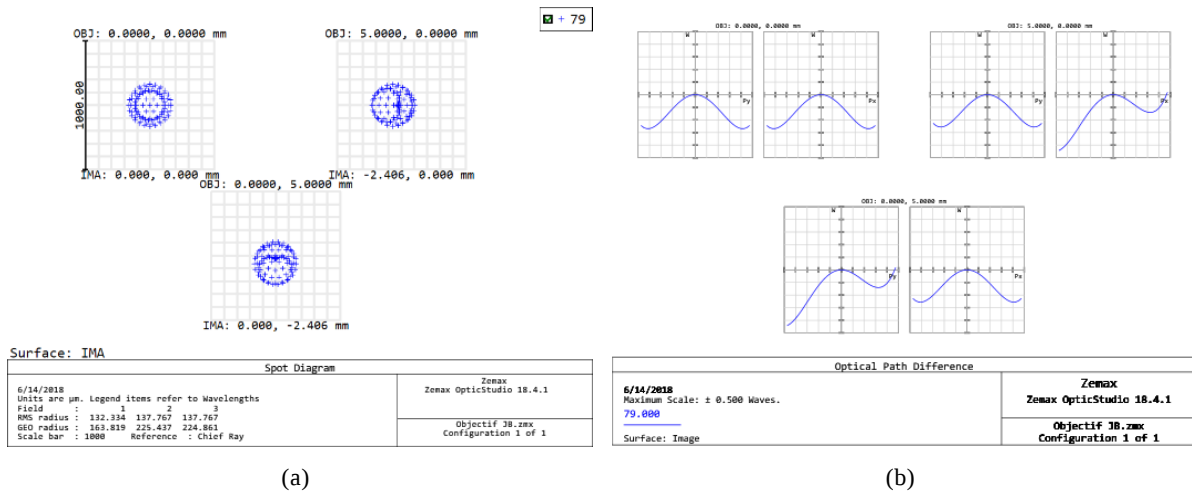


Figure III-8 : (a) Répartition des points d'arrivée sur le plan image des rayons issus des trois points sources au plan objet (b) Différence de chemin optique en nombre d'onde révélant les aberrations du front d'onde.

La différence de chemin optique en Figure III-8 (b) entre les rayons périphériques et le rayon central pour les trois sources est négative et est plus faible qu'une demi-onde. Cette forme du front d'onde est typique de l'aberration sphérique.

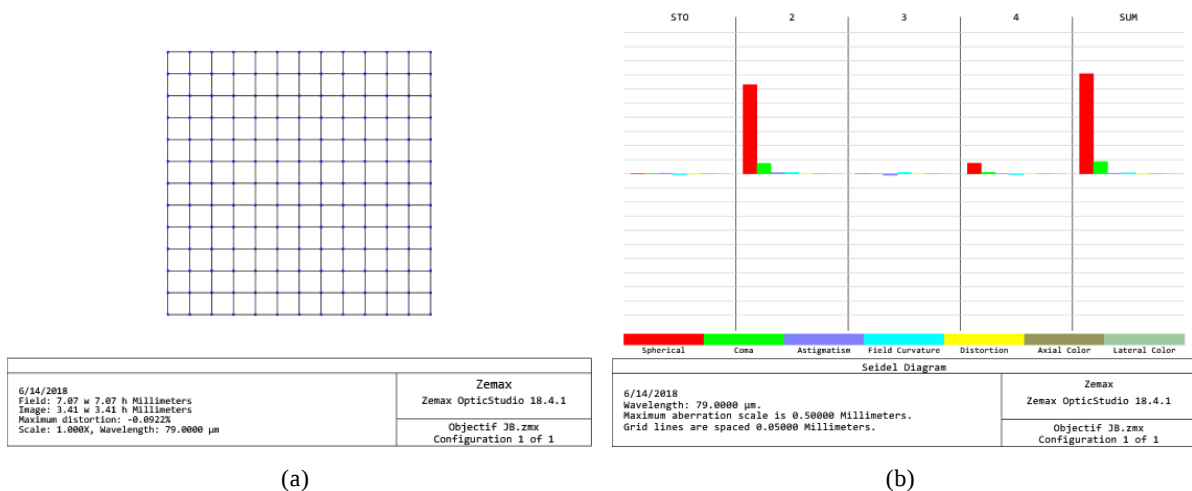


Figure III-9 : (a) Grille de distorsion (b) Diagramme de Seidel de propagations entre les 4 surfaces des lentilles (STO, 2, 3), la propagation jusqu'au plan image (4) et somme résultante (SUM).

La distorsion en Figure III-9 (a) est négative, c'est-à-dire en forme de barillet mais est très faible et est considérée comme négligeable $|k| < 0,1 \%$. Sur la Figure III-9 (b), le diagramme de Seidel donne les contributions des propagations surface après surface sur les différentes aberrations du système d'imagerie. Les aberrations sphériques sont les plus importantes du fait de la courbure sphérique des lentilles, elles sont d'autant plus importantes que la distance de propagation est grande, notamment dans l'air entre les deux lentilles (en 2).

En Figure III-10 (a), nous avons calculé la fonction d'étalement du point pour le point source en (0,0)

au plan objet, avec une taille de pupille de 256 par 256 et une taille d'image de 64 par 64 (voir équation (2.1)). L'approximation par une gaussienne 2D donne un rayon $\omega_0 = 0,161 \text{ mm}$ soit environ 2 fois la longueur d'onde et 3,2 fois la distance entre pixels. En Figure III-10 (b) est tracé le module de la fonction de transfert de modulation par l'outil Huygens MTF de Zemax. Le module de la MTF est divisé par 2 à la fréquence de 1,6 pl/mm. Au-dessus de 6 pl/mm, le contraste théorique est égal à 0.

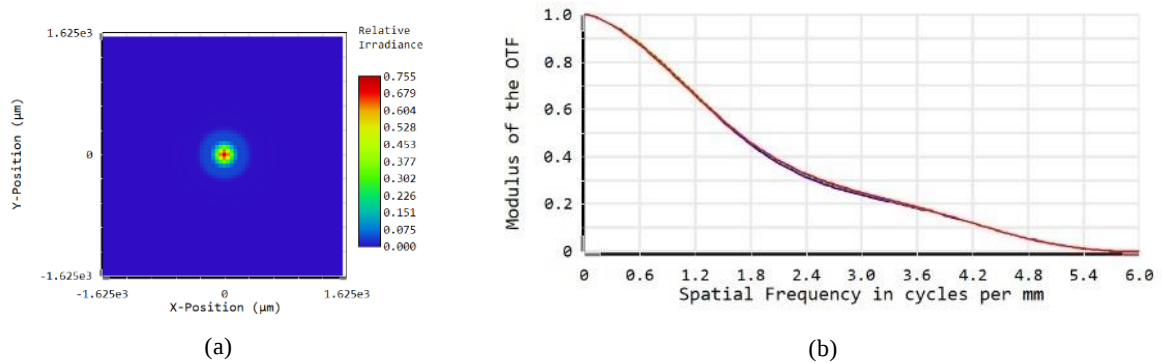


Figure III-10 : (a) PSF du point source (0,0) (b) Module de la MTF en fonction de la fréquence spatiale pour les trois points sources

Le pouvoir de focalisation dépend fortement du cône d'ouverture au point source. La direction que peuvent prendre les rayons après transmission (ou réflexion) par l'objet ne garantit pas une ouverture de profil gaussien avec un angle de 6 degrés. En Figure III-11 (a), un abaque du module de la MTF est tracé en fonction du cône d'ouverture de la source (0,0) au plan objet pour plusieurs fréquences spatiales de 0.25 pl/mm jusqu'à 6 pl/mm. On observe que la MTF varie avec l'ouverture au plan objet.

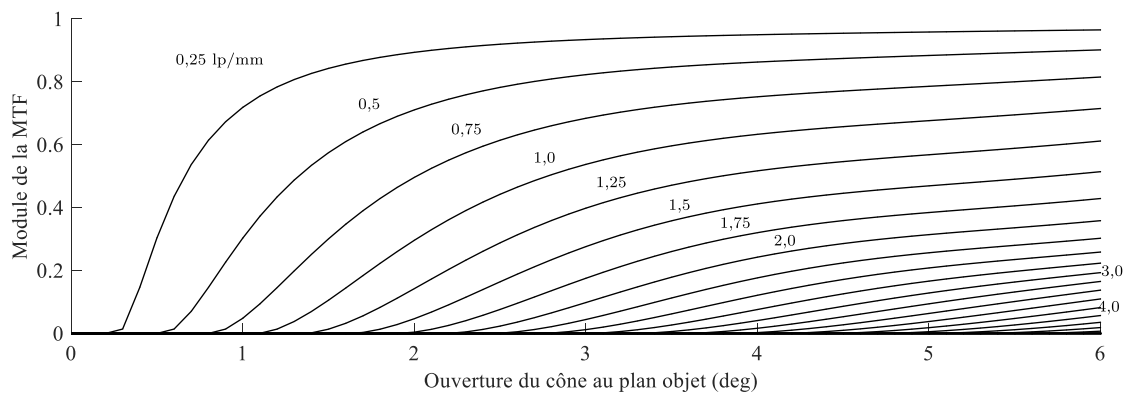


Figure III-11 : Module de la MTF du point source (0,0) en fonction du demi-angle du cône d'ouverture pour plusieurs fréquences spatiales, de 0,25 à 6 pl/mm

Annexe IV : Caractérisation de l'imageur point par point à 0,287 THz

En Figure IV-12, l'imageur point par point est composé, d'une part, d'une source de type diode Gunn associée à un multiplicateur Schottky (x3) pour émettre environ 14 mW à 0,287 GHz en sortie d'un cornet conique, et d'autre part d'un détecteur de type diode Schottky associé à un amplificateur à détection synchrone. La source est modulée à 1kHz et le temps d'intégration de la mesure est de 30ms permettant d'obtenir un RSB d'environ 60 dB. La mise en forme du faisceau est assurée par un jeu de 4 lentilles en PTFE de 50 mm de diamètre et de focale 100 mm pour L1 et L4 et 50 mm pour L2 et L3.

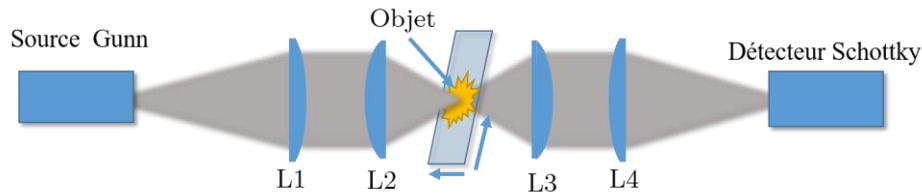


Figure IV-12 : Schéma du système optique point par point à 0,287 THz

L'évaluation de la résolution optique est réalisée par l'image d'une mire en polymère adaptée à l'imagerie millimétrique Figure IV-13. En Figure IV-13 (a), nous présentons une photo d'une mire constituée des éléments du groupe -4 jusqu'au groupe 1.

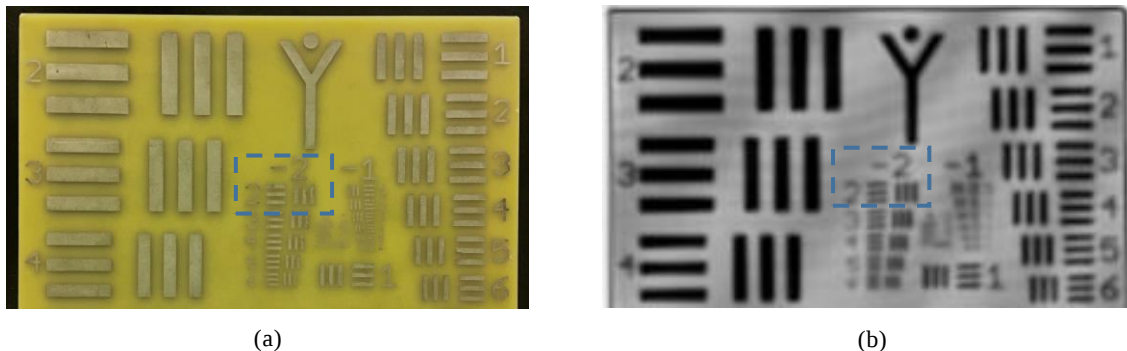


Figure IV-13 : (a) Photo de la mire (a) Image de la mire à 0,287 THz

L'image obtenue permet d'évaluer la taille minimale de la ligne qu'il est possible de distinguer, soit l'élément 2 du groupe -2 qui donne une taille minimale du détail de 1,78 mm soit une résolution de 0,28 pl/mm. Le temps d'acquisition pour cette image de 128*228 pixels avec un pas de 1 mm est d'environ 10 heures.

Liste des publications de l'auteur

Articles de revue dans le cadre de la thèse

- **Terahertz imaging and tomography as efficient instruments for testing polymer additive manufacturing objects**

Perraud, J.B ; Obaton, A.F ; Bou-Sleiman, J ; Recur, B ; Balacey, H ; Darracq, F ; Guillet, J.P ; Mounaix, P ; *Applied optics*, 55, 13, 3462-3467, Optical Society of America, 2016

- **Liquid index matching for 2D and 3D terahertz imaging,**

Perraud, J.B ; Bou-Sleiman, J ; Recur, B ; Balacey, H ; Simoens, F ; Guillet, J.P ; Mounaix, P ; In *Applied optics*, 55, 32, 9185-9192, Optical Society of America, 2016

- **Advanced processing sequence for 3-D THz imaging**

Balacey, H ; Recur, B ; Perraud, J.B ; Bou-Sleiman, J ; Guillet, J.P ; Mounaix, P ; In *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, IEEE*, 2016

Communications lors de conférences dans le cadre de la thèse

- **Shape from focus applied to real-time terahertz imaging (oral)**

Perraud, J.B ; Guillet, J.P ; Hamdi M ; Redon, O ; Meilhan, J ; Simoens, F ; Mounaix, P ; In *Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), 43rd International Conference, IEEE*, 2018.

- **Towards industrial applications of terahertz real-time imaging (oral)**

Simoens, F ; Dussopt, L ; Meilhan, J ; Nicolas, J.A ; Monnier, N ; Siligaris, A ; Hiberty, B ; Perraud, J.B ; Mounaix, P ; Lalanne-Dera, J ; In *Terahertz, RF, Millimeter, and Submillimeter-Wave Technology and Applications XI* , International Society for Optics and Photonics, 2018.

- **3D-additive manufacturing non-destructive characterization with terahertz waves (oral)**

Guillet, J.P ; Obaton, A.F ; Perraud, J.B ; Balacey, H ; Recur, B ; Mounaix, P ; In *Terahertz, RF, Millimeter, and Submillimeter-Wave Technology and Applications XI* , International Society for Optics and Photonics, 2018.

- **Evaluation and correction of distortion for real-time terahertz camera (poster)**

Perraud, J.B ; Redon, O ; Lalanne-Dera, J ; Guillet, J.P ; Simoens, F ; Meilhan, J ; Mounaix, P ; In *Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), 42nd International Conference, IEEE*, 2017.

- **Middle age parchment studied by THz time domain spectroscopy and imaging (oral)**

Perraud, J.B ; Balacey, H ; Lejeune, A ; Fabre, M ; Mounaix, P ; In *Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), 41st International Conference, IEEE*, 2016.

- **Tomography and image processing for polymer additive manufacturing characterization (poster)**
Perraud, J.B ; Obaton, A.F ; Bou-Sleiman, J ; Recur, B ; Balacey, H ; Darracq, F ; Guillet, J.P ; Mounaix, P ; In *Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), 41st International Conference, IEEE, 2016*
- **European medieval parchment studied by Thz time domain spectroscopy and imaging (poster)**
Mounaix, P ; Balacey, H ; Perraud, J.B ; Lejeune, A ; Fabre, M , In *Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), 41st International Conference, IEEE, 2016.*
- **Tomography and image processing for polymer additive manufacturing objects (oral)**
Perraud, J.B ; Obaton, A.F ; Bou-Sleiman, J ; Recur, B ; Balacey, H ; Darracq, F ; Guillet, J.P ; Mounaix, P ; In *International Symposium on Ultrafast Phenomena and Terahertz Waves, Optical Society of America, 2016.*
- **Réduction des effets de réfraction par immersion dans un liquide à adaptation d'indice pour l'imagerie terahertz 2D et 3D (poster)**
Perraud, J.B ; Guillet, J.P ; Bou-Sleiman, J ; Simoens, F ; Mounaix, P ; Dans *Journée de l'école doctorale SPI de l'Université de Bordeaux, 2016.*
- **Immersion in refractive index matching liquid for 2D and 3D terahertz imaging (oral)**
Perraud, J.B ; Bou-Sleiman, J ; Simoens, F ; Mounaix, P ; In *Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), 40th International Conference on, pp. 1-1. IEEE, 2015.*
- **Discrimination and identification of RDX/PETN explosives by chemometrics applied to terahertz time-domain spectral imaging (invited oral)**
Bou-Sleiman, J ; Perraud, J.B ; Bousquet, B ; Guillet, JP ; Palka, N ; Mounaix, P ; In *SPIE Security+ Defence, pp. 965109-965109. International Society for Optics and Photonics, 2015.*
- **Chemical imaging and quantification of RDX/PETN mixtures by PLS applied on terahertz time-domain spectroscopy (poster)**
Bou-Sleiman, J ; Perraud, J.B ; Bousquet, B ; Palka, N ; Guillet, J.P ; Mounaix, P ; In *Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), 40th International Conference, IEEE, 2015.*

Publications antérieures

- **Ordered subsets convex algorithm for 3D terahertz transmission tomography (oral)**
Recur, B ; Balacey, H ; Bou-Sleiman, J ; Perraud, J.B ; Guillet, J.P ; Kingston, A ; Mounaix, P ; In *Optics express, 22, 19, 23299-23309, OSA, 2014.*
- **Qualitative and quantitative analysis of explosives by terahertz time-domain spectroscopy: application to imaging (oral)**
Bou-Sleiman, J ; El Haddad, J, Perraud, J.B ; Bassel, L ; Bousquet, B ; Norbert P ; Mounaix, P ; In *Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), 39th International Conference, IEEE, 2014.*
- **3D terahertz versus X-ray imaging for Mochica ceramic investigation (oral)**
Bassel, L ; Perraud, J.B ; Bou-Sleiman, J ; Bousquet, B ; Balacey, H ; Recur, B ; H. Coqueugnot, H ; Del, N ; Solar, P ; Chapoulie R ; Mounaix, P ; In *39th International Conference on IRMMW-THz, 2014.*

➤ **Processing sequence for non-destructive inspection based on 3D terahertz images (oral)**

Balacey, H ; Perraud, J.B ; Bou-Sleiman, J ; Guillet, J.P ; Recur, B ; Mounaix, P ; *Infrared, Millimeter-Wave, and Terahertz Technologies III, International Society for Optics and Photonics.*

➤ **Ordered subsets convex algorithm and automatic image processing sequences: the solid bases for 3D THz inspection (poster)**

Balacey, H ; Perraud, J.B ; Bou-Sleiman, J ; Recur, B ; and Mounaix, P ; *In International Symposium on Ultrafast Phenomena and Terahertz Waves, p. MS3_2. Optical Society of America, 2014.*

➤ **Towards a 3D material characterization using dual-energy THz tomography (p)**

Recur, B ; Balacey, H ; Perraud, J.B ; Guillet, J.P ; Bousquet, B ; Mounaix, P ; *Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), 39th International Conference, 2014.*

➤ **Mochica ceramic studies by 3D XRay and Terahertz imaging (oral)**

Bassel, L ; Perraud, J.B ; Bou-Sleiman, J ; Bousquet, B ; Balacey, H ; Mounaix, P ; Recur, B ; *In THz-ARTE International Workshop, ENEA-Frascati, Italy. 2014.*

➤ **3D millimeter waves tomosynthesis for the control of aeronautics materials (oral)**

Recur, B ; Frederique, L ; Perraud, J.B ; Guillet, J.P ; Manek-Honninger, I ; Desbarats, P ; Mounaix, P ; *In Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), 38th International Conference, IEEE, 2013.*

Résumé en français

L'objectif de ce travail est de positionner l'imagerie terahertz comme un nouvel outil dédié à la métrologie et au contrôle non destructif. Ses propriétés étonnantes à la fois de forte pénétration dans les matériaux diélectriques et de longueur d'onde de dimension millimétrique voire submillimétrique en font un outil très enthousiasmant pour des applications comme le contrôle non destructif (CND).

En premier lieu, nous avons présenté deux techniques d'imagerie : une consistant à déplacer l'objet, point par point, dans un faisceau terahertz focalisé pour reconstruire, pixel par pixel, une image en deux dimensions. L'autre technique repose sur l'utilisation d'un objectif et d'un capteur matriciel à l'état de l'art fonctionnant à température ambiante. Ainsi nous avons imagé des objets d'intérêts, sans déplacement mécanique. Bien que cette dernière technique soit beaucoup plus rapide que l'imagerie point par point, la qualité des images obtenues n'est pas comparable et ceci à cause de deux verrous. Ainsi, une partie du travail a consisté en l'étude des stratégies d'éclairage pour limiter les effets optiques interférentiels induits par la cohérence de la source. De plus, en déployant des simulations de toute la chaîne optique avec le logiciel Zemax, de nombreuses images de qualité permettent d'envisager des applications en imagerie 2D (métrologie, CND) et en imagerie 3D. Ainsi, deux techniques complémentaires de reconstruction tomographique sont expérimentées sur des images obtenues en temps réel ; une technique inspirée de l'imagerie par rayon X et une technique utilisée en microscopie optique 3D qui exploite la profondeur de champ réduite de l'objectif. Enfin, plusieurs études spectroscopiques et métrologiques sont menées afin d'évaluer le comportement des matériaux et la dimension des objets à partir de leurs images THz en 2D ou avec leur reconstruction tomographique 3D. Les travaux effectués constituent les briques de base au déploiement de l'imagerie terahertz vers le domaine applicatif grâce à une qualité d'image incomparable et des acquisitions en temps réels.

Abstract in English

The aim of this work is to position terahertz imaging as a new tool dedicated to metrology and non-destructive testing. Its astonishing properties of both high penetration in dielectric materials and wavelength millimeter or even submillimetric make it a very exciting tool for applications such as non-destructive testing (NDT).

First, we presented two imaging techniques: one to move the object, point by point, in a focused terahertz beam to reconstruct, pixel by pixel, a two-dimensional image. The other technique is based on the use of a lens and a matrix sensor in the state of the art operating at room temperature. Thus we have imaged objects of interest, without mechanical displacement. Although this last technique is much faster than point-by-point imaging, the quality of the images obtained is not comparable and this because of two drawbacks. Thus, part of the work consists in the study of lighting strategies to limit the interferential optical effects induced by the coherence of the source. In addition, by deploying simulations of the entire optical chain with Zemax software, numerous quality images make it possible to consider applications in 2D (metrology, NDT) and 3D imaging. Thus, two complementary tomographic reconstruction techniques are tested on images obtained in real time; a technique inspired by X-ray imaging and a technique used in 3D optical microscopy that exploits the reduced depth of field of the lens. Finally, several spectroscopic and metrological studies are carried out in order to evaluate the behavior of the materials and the dimension of the objects starting from their THz images in 2D or with their 3D tomographic reconstruction. The work done is the foundation for deploying terahertz imagery to the application domain with unmatched image quality and real-time acquisition.