

THESE

présentée à

l'UNIVERSITE DES SCIENCES ET
TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

spécialité

MICROONDES ET MICROTECHNOLOGIES

par

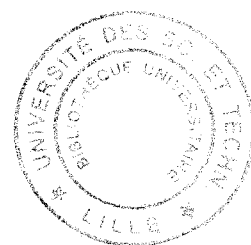
Thomas CRÉPIN

TECHNIQUES DE CARACTÉRISATION AUX
FRÉQUENCES TÉRAHERTZ : APPLICATION AUX
MÉTAMATÉRIAUX.

soutenu le 2 juin 2006

J.L. Coutaz
D. Lippens
X. Mélique
P. Crozat
L. Duvillaret
J.F. Lampin
P. Mounaix
G. Mouret

Président
Directeur de thèse
Co-Directeur de thèse
Rapporteur
Rapporteur
Examinateur
Examinateur
Examinateur



Remerciements

Ce travail a été effectué à l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologies, dirigé par M. le professeur A. Cappy.

Je remercie Monsieur J.-L. Coutaz, Professeur de l'Université de Savoie, de me faire l'honneur de présider mon jury de thèse.

Je tiens à témoigner toute ma gratitude à Monsieur D. Lippens, Professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, qui a dirigé ce travail. Je tiens à lui témoigner toute ma reconnaissance. Sans sa disponibilité, son expérience et ses connaissances scientifiques, ce projet n'aurait pu aboutir.

Je remercie sincèrement Monsieur X. Mélique, Maître de Conférences de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, qui a codirigé ce travail. Sans ces précieux conseils, aucunes réalisations technologiques n'auraient pu se faire.

Je remercie Monsieur P. Crozat, Professeur de l'Université Paris 11, et Monsieur L. Du villaret, Professeur de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, qui me font l'honneur de juger ce travail en temps que rapporteurs.

Je présente mes plus sincères remerciements à Monsieur J.-F. Lampin, Chargé de Recherche CNRS à l'CIEMN, Monsieur P. Mounaix, Chargé de Recherche CNRS au CPMOH, et Monsieur G. Mouret, Maître de Conférences de l'Université du Littoral - Côte d'Opale, qui ont accepté de participer à ce jury en tant qu'examineurs.

Je tiens à remercier particulièrement Monsieur J.-F. Lampin, pour m'avoir initié à la mesure temporelle avec un montage électro-optique et m'avoir permis de caractériser les lignes de transmission sur le banc de caractérisation par effet Franz-Keldysh localisé à l'ISEN. Je tiens à remercier aussi Monsieur G. Mouret, pour avoir caractérisé le miroir de Bragg sur le banc de mesure électro-optique en espace libre du LPCA. Je suis très reconnaissant à Monsieur L. Desplanque, Maître de Conférences de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, qui a fabriqué et déposé les photocommutateurs sur les lignes de transmission.

Je n'oublie pas de remercier également, les autres membres permanents de l'équipe, MM. Lheurette et Vanbesien, qui ont contribué à la progression de ce travail et à la bonne humeur au sein de l'équipe.

Je tiens à remercier l'ensemble des anciens et nouveaux de l'équipe (post-doc, thésards, stagiaires. . .) : Tahsin Akalin, Thibaut David, Emilien Peytavit, Thibaut Decoopman, Sophie Fasquel, Mathias Perrin, Marc Ternisien, Abdennour, Sami, Olivier Bonno, Michel-François Foulon, Aurélien Marteau, Nathalie

Fabre, Dmitri Yarekha, Charles Croënne, Mouloud Bouzouad, Zi Jing Ye.

Je remercie sincèrement l'ensemble des personnes travaillant à l'IEMN qui ont permis, de par leurs compétences et leur sympathie, de rendre mon séjour dans ce laboratoire le plus agréable possible : Steeve Arscott, Dominique Vignaud, Mohammed Zaknune, Annie Fattorini, André Leroy, Didier Vandermoere, Christophe Boyaval, Jean-Luc Lorriaux, Marc François, Michel Muller, Bertrand Grimbert, Pascal Tilmant, Karine Blary, Yves Deblock, Elisabeth Delos, Sylvie Lepilliet, Elodie Fugere, Pierre Armand.

Enfin, je n'oublierais pas d'associer à mon travail mes parents, ma famille, mes amis et anciens camarades de promo (François D., Gregory C., Eric J., Frédéric B., Florent R., Salia C. et tous ceux que j'ai pu oublier). Je tiens à remercier en particulier mes parents pour m'avoir épaulé pendant cette période difficile qu'est la rédaction.

TABLE DES MATIÈRES

Introduction	1
1 Le gap Terahertz	3
1.1 Définition du « gap »THz	5
1.2 Le rayonnement THz : témoin de quels phénomènes?	6
1.2.1 Physique du solide	6
1.2.2 Instrumentation THz et applications	6
1.2.3 La radioastronomie et la spectroscopie de l'atmosphère	6
1.2.4 Le THz en biologie et en imagerie médicale	7
1.2.5 La sécurité des biens et des personnes	8
1.2.6 L'environnement et la quantification des polluants	8
1.2.7 Les communications THz	8
1.3 Panel des technologies présentes dans le gap	10
1.3.1 Guider une onde THz	10
1.3.2 Générer et détecter une onde THz	14
1.4 Les méthodes de caractérisation	21
1.4.1 La méthode du domaine fréquentiel : l'analyseur vectoriel de réseaux	24
1.4.2 La méthode temporelle : l'échantillonnage électro-optique	24

1.4.3	La génération électro-optique continue : le photomélangé	26
1.4.4	La mesure électro-optique continue résolue en phase : détection homodyne	28
1.5	Conclusion	28
2	Analyse vectorielle de réseaux et analyse temporelle : application aux structures périodiques diélectriques	31
2.1	Caractérisation de structures périodiques en espace libre par analyseur de réseau vectoriel	33
2.1.1	Un système périodique 1-D : Le miroir de Bragg	33
2.1.2	Banc de caractérisation et résultats expérimentaux	46
2.2	Caractérisation d'un réseau de Bragg par mesure large-bande	56
2.2.1	Description de la méthode et mesures préliminaires	56
2.2.2	La rétro-propagation de la phase dans une structure périodique 1-D	65
2.3	Conclusion	72
3	Métamatériaux et matériaux « gauchers »	73
3.1	Définition d'un métamatériau	75
3.1.1	L'analogie avec la physique atomique	75
3.1.2	Ingénierie des constantes diélectriques	76
3.1.3	Les matériaux « main-gauche »	77
3.2	Les cristaux photoniques et la réfraction négative	79
3.3	Les matériaux artificiels non diélectriques : structuration de métaux	81
3.4	Des circuits LC aux propriétés main gauches : modélisation et simulations	84
3.5	Conclusion	104
4	Fabrication de lignes de transmission à vitesse de phase négative	105
4.1	Le choix d'un substrat	107
4.2	Procédés technologiques utiles à la fabrication d'un guide gaucher THz	107

4.3	Le dépôt métallique par évaporation	108
4.4	La lithographie électronique	111
4.5	La lithographie optique	115
4.6	La croissance de diélectrique assistée par plasma (PECVD) . . .	116
4.7	La gravure de matériaux	116
4.8	Conclusion	123
5	Analyse impulsionnelle : application aux lignes de propagation électromagnétique chargées périodiquement	125
5.1	La mesure temporelle par voie optique	127
5.2	Le photocommutateur	129
5.3	Caractériser dans le domaine temporel une ligne de transmission	131
5.3.1	La pose de « patch » semi-conducteurs : une technologie « post-process »	131
5.3.2	Générer un signal : la photo-conduction	134
5.3.3	Détecter un signal : l'effet Franz-Keldysh	136
5.3.4	L'échantillonnage électro-optique : le banc de caractérisation	138
5.3.5	Le « space-to-time pulse shaping »	142
5.4	Mesures et interprétations	147
5.4.1	Estimation des coefficients de réflexion et de transmission	148
5.4.2	Evaluation de la phase et extraction de l'indice effectif . .	157
5.5	Structuration 2-D et 3-D : vers la superlentille	163
5.6	Conclusion	165
6	Backward wave : passé et futur	167
6.1	Des ondes backward dans des sources micro-ondes	169
6.2	Perspectives des lignes de transmission gauchères	169
6.2.1	Métamatériaux 2-D : quelles technologies?	169
6.2.2	Capacités variables : accordabilité et non-linéarité	172
6.3	Conclusion	178
	Conclusion	179
	Bibliographie	182

Introduction

Dans ce manuscrit, nous vous présentons les travaux de thèse relatifs à l'étude des moyens de caractérisation propres aux fréquences terahertz. Les différentes techniques mises en oeuvre sont appliquées à des structures périodiques. Ces matériaux sont dit gauchers sous certaines conditions. L'étude de ces matériaux artificiels et guides d'ondes fabriqués à l'IEMN est donc étroitement liée à la maîtrise des techniques de caractérisation développées ici.

Les technologies utilisées sont portées aux fréquences terahertz. L'utilité de composants performants aux fréquences terahertz est discuté et les principales applications sont détaillées telle que la spectroscopie et l'imagerie. Le raccord du gap terahertz est imminent car les sources et les détecteurs développés ces dernières années ont des performances en puissance et température devenant acceptables pour les différentes applications.

Un bref état de l'art des sources et détecteurs terahertz ainsi que des principales méthodes de caractérisation utilisables à ces fréquences sera effectué. Les techniques décrites dans ce manuscrit sont principalement la caractérisation par analyseur de réseau vectoriel et les méthodes de mesures résolues en temps basées sur la génération large-bande grâce à l'utilisation de sources optiques pulsées. La caractérisation en régime pulsé se fera en espace libre ou guidé par échantillonnage électro-optique. Les principaux effets utiles à ces techniques d'échantillonnage sont la photoconduction et l'effet Franz-Keldysh.

L'ensemble de ces technologies est appliqué aux structures périodiques à une dimension. Ces études nous permettrons d'accroître notre compréhension des

métamatériaux et en particulier des matériaux main-gauches. Les différentes méthodes permettant d'élaborer ces matériaux artificiels seront décrites ainsi que les différentes méthodes numériques utiles à la compréhension et la simulation des structures périodiques (guidées ou non) utilisées pour faire apparaître une propagation anormale.

Tout en introduisant les concepts de ces matériaux nous caractériserons deux structures simples comportant des effets gauchers aux fréquences terahertz.

Le premier matériau gaucher est un miroir de Bragg. Celui-ci sera étudié en transmission grâce à un analyseur de réseau vectoriel dans un premier temps dans la bande de fréquence 140-220 GHz et ensuite grâce à un banc de caractérisation pompe-sonde utilisant une source optique femtoseconde.

Le second matériau gaucher est une ligne de transmission composite (gauchère/droitière) structurée périodiquement par l'ajout d'éléments localisés. Cette ligne possède elle aussi des capacités filtrantes aux fréquences terahertz. Nous utiliserons un banc de caractérisation électro-optique subpicoseconde utilisant l'effet Franz-Keldysh.

Nous montrerons par ces méthodes très performantes dans ce domaine des fréquences terahertz, que le filtre de Bragg, utilisé en transmission, possède une structure de bandes particulière systématiquement composite dans le cas idéal.

La ligne de transmission gauchère aux fréquences terahertz nous a permis pour la première fois de mettre en évidence la rétro-propagation de la phase grâce à une méthode résolue en temps et de démontrer l'efficacité des lignes de transmission composites composées d'une structure LC duale dans une application de filtrage et de déphasage autour de 300 GHz.

Avant de clore ce manuscrit, un chapitre traitant des perspectives de ces différentes structures est établi. Les structures à plusieurs dimensions y sont discutées (nappes) et une extension des lignes de transmission composites dans le domaine non-linéaire est envisagée.

CHAPITRE 1

Le gap Terahertz

Le présent chapitre a pour but de présenter le gap terahertz ainsi que l'ensemble des technologies qui y figurent. Dans un premier temps, nous énoncerons les intérêts à sonder cette gamme de fréquence. Ensuite, sera exposé un état de l'art des technologies présentes dans ce gap et en particulier les composants de génération et de détection. Enfin, nous donneront un aperçu des techniques de caractérisation les plus employées à ces fréquences.

1.1 Définition du « gap »THz

Le progrès scientifique tend à se définir en partie par l'aptitude qu'a l'homme à concevoir des concepts et techniques capables de produire, transporter et analyser des informations. Ces informations sont toujours plus nombreuses et plus complexes et nécessitent des « routes », ou *réseaux* eux aussi toujours plus complexes et plus rapides.

Le rayonnement électromagnétique (EM) contient une grande source d'informations. En tout cas c'est sur celui-ci que l'homme a jeté son dévolu. Ce rayonnement peut se réduire aux moyens de transport de l'information ou peut être l'information elle-même telle la signature d'un phénomène. Même si l'*ether luminifère* ne peut plus être placé au centre du débat scientifique en temps que tel (sauf théories relativistes récentes), plusieurs parties de son spectre restent mal connues. C'est le cas de la gamme de fréquence du terahertz. Les bornes de cette zone du spectre sont assimilées le plus souvent à celles de l'infrarouge lointain. En pratique, ce domaine débute aux fréquences microondes les plus grandes (300 GHz) et s'achève à proximité de l'infrarouge moyen (3 THz). Les sources capables de générer des microondes de fortes puissances sont limitées seulement à quelques centaines de GHz alors que les sources de l'infrarouge sont proches des sources optiques lasers et voient leurs performances décroître dans le domaine submillimétrique. La difficulté de générer, guider et mesurer ces ondes donne le nom de *gap terahertz* à ces fréquences.

On constate un faible recouvrement des sources électroniques capable de créer des courants, qui à haute fréquences rayonnent des ondes EM, et des sources optiques capables de produire des photons par inversion de population et émission stimulée. Parmi l'ensemble des problèmes apparus dans ce *gap*, prenons par exemple l'écart d'énergie entre deux niveaux quantiques d'un laser THz. Pour générer un rayonnement d'une fréquence de 1 THz, il faut que l'écart entre les deux niveaux d'énergie soit de 4 meV alors que l'élargissement thermique à la température ambiante vaut déjà 25 meV. L'apparition d'un gain par inversion de population paraît ainsi bien difficile.

Ce type de défi physique et souvent technologique doit être surmonté quand on parcourt le *Gap THz*.

1.2 Le rayonnement THz : témoin de quels phénomènes ?

1.2.1 Physique du solide

L'attrait des technologies Terahertz s'explique par la difficulté actuelle de sonder une grande partie des phénomènes se déroulant dans la gamme de fréquence en question. Tout d'abord, une multitude d'effets physiques interviennent dans les semiconducteurs à ces fréquences. C'est le cas des ondes plasmons ou des interactions avec les phonons ainsi que l'ensemble des quasi-particules appelées polaritons. Dans un premier temps l'étude expérimentale imparfaite de ces matériaux devra être poursuivie grâce à l'introduction de sources toujours plus performantes au sein des montages expérimentaux. Ensuite, c'est cette connaissance de ces matériaux et leur ingénierie qui permettra de développer d'autres sources THz. En effet, l'ensemble des phénomènes physiques présents dans cette gamme de fréquence représente une source d'idées pour les composants THz futurs.

1.2.2 Instrumentation THz et applications

L'application fondamentale des ondes terahertz est centrée autour de la mesure de spectres moléculaires sous différentes formes. La spectroscopie se fait à position fixe mais avec une source accordable alors que l'imagerie se fait à longueur d'onde fixe mais à position variable (mesures 2D ou 3D). Il est alors possible de combiner les deux et on parle alors d'imagerie à plusieurs canaux. Ces techniques se développent dans l'étude du vivant où l'on voit apparaître une dimension supplémentaire : le temps. Nous aurons le loisir de décrire une technique de mesure résolue en temps dans la suite de ce manuscrit.

1.2.3 La radioastronomie et la spectroscopie de l'atmosphère

Malgré l'engouement des sciences de la vie, une des premières applications des « sciences » THz est l'astronomie. Une grande majorité du rayonnement produit par les corps célestes se situe dans cette gamme de fréquences [1]. Les radicaux chimiques présents dans l'atmosphère ont eux aussi une signature spectrale très intéressante et en particulier les composés chimiques responsables de la destruction de la couche d'ozone. La maîtrise de ces technologies serait un atout

considérable pour les planétologues ainsi que tout scientifique à la recherche de composants performants à usage embarqué.

1.2.4 Le THz en biologie et en imagerie médicale

L'atout principal d'une éventuelle introduction des ondes terahertz dans les domaines du vivant est la faible quantité d'énergie qu'apporte un photon au système (rayonnement non ionisant). L'imagerie la plus employée actuellement dans le cadre d'une aide au diagnostique est l'imagerie par rayon X. La forte énergie de ce rayonnement est capable de détruire des cellules et peut à la longue être néfaste pour le patient et l'opérateur. En revanche, d'autres voies s'ouvrent à l'imagerie médicale [2] grâce aux terahertz car les cellules vivantes possèdent des indices complexes de réfraction (réfraction et absorption du rayonnement) différents en fonction de la viabilité des cellules. Il est ainsi possible de les caractériser grâce à des techniques non « invasives », ce qui n'est pas possible avec d'autres rayonnements sans l'ajout de marqueurs radioactifs par exemple. Hu *et al.* démontrent en 1995 l'efficacité de la technique.

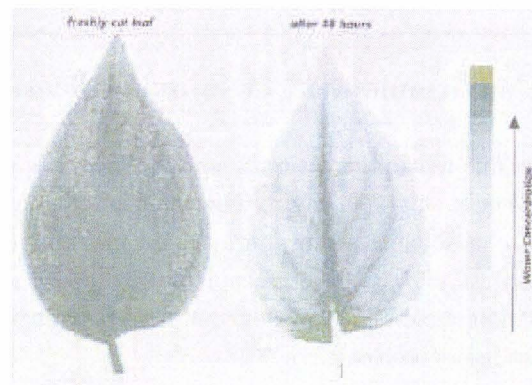


FIG. 1.1 – Imagerie THz d'une feuille à deux instants espacés dans le temps après sa chute. On remarque une décroissance de l'absorption dans le temps caractérisant une perte d'eau des cellules [3].

De plus, les molécules les plus élémentaires possèdent un spectre d'absorption dans cette gamme de fréquence et en particulier l'eau. Ce qui a été longtemps employé comme un argument s'opposant à la progression de l'imagerie THz s'avère être ici très utile si l'on veut par exemple s'assurer du bon fonctionnement d'une cellule en mesurant la quantité d'eau qu'elle contient (figure 1.1). Grâce à

cette technique, Hu visualise la variation de concentration d'eau dans une feuille d'arbre. Zhang étudie la réponse temporelle de tumeur cancéreuse et montre que la forme du signal temporel est différente pour des cellules saines [4].

1.2.5 La sécurité des biens et des personnes

Une autre propriété des ondes électromagnétiques est leur réflexion totale par les métaux. Contrairement aux diélectriques, les matériaux possédant des porteurs libres, et en particulier les métaux, ne sont pas transparents. Dans les domaines de la sécurité ce type d'imagerie connaît un grand succès dû en partie aux événements tragiques de ce siècle et en particulier la menace terroriste. Sur le « marché » de la sécurité, les technologies THz pourraient ainsi déboucher sur la fabrication de détecteur d'arme (figure 1.3).

Il en est de même pour la détection d'explosifs, d'armes chimiques ou bactériologiques (figure 1.2). L'ensemble des spectres correspondants doit encore être élucidé dans cette bande de fréquence mais l'efficacité de cette technique a déjà été démontrée.

1.2.6 L'environnement et la quantification des polluants

Parmi les différentes thématiques nouvelles liées à la spectroscopie vient s'imposer l'étude et le suivi de l'environnement. La détection et la quantification de polluants le plus souvent atmosphériques est une application clé pour les technologies THz. En effet, la spectroscopie des polluants se développe rapidement mais pour l'instant souvent dans des conditions de laboratoire et avec des sources telles que les lasers moléculaires [7].

1.2.7 Les communications THz

Ce domaine d'application est le moins développé actuellement. Cela s'explique par les fortes pertes mesurées sur les guides d'ondes THz et les faibles puissances des générateurs THz. Malgré tout, plusieurs tentatives fructueuses ont été effectuées grâce à des sources THz à l'état solide et ont permis de transmettre des signaux à des bas débits.

L'avenir des télécommunications THz se situe majoritairement dans le « débit » THz et non dans l'utilisation d'une porteuse THz.

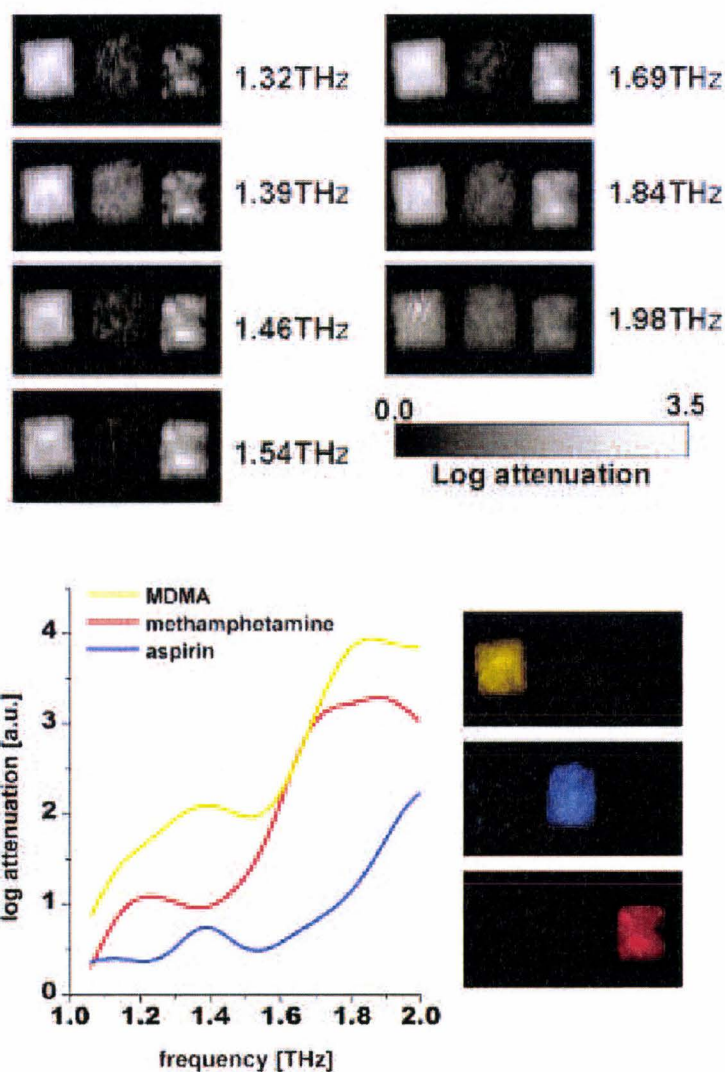


FIG. 1.2 – Dans une enveloppe se trouvent trois sachets contenant trois substances chimiques. L'imagerie THz permet de détecter la présence de ces substances. La connaissance des trois spectre THz est nécessaire pour élucider le contenu en effectuant la mesures à quelques fréquences caractéristiques [5].

1.3 Panel des technologies présentes dans le gap

1.3.1 Guider une onde THz

Les technologies utilisées généralement dans le domaine des micro-ondes restent valables pour le guidage des ondes terahertz pour les technologies planaires et guides d'onde. Pour ces derniers, il existe malgré cela des inconvénients. Tout d'abord, la réduction des dimensions induit des difficultés technologiques. Ensuite, les pertes peuvent devenir importantes dans cette gamme de fréquence [8] [9].

Alors qu'en optique les guides les plus fréquemment utilisés sont des guides diélectriques (fibres, guides planaires . . .) en micro-ondes on utilise principalement des guides métallo-diélectriques. Dans ce contexte, on voit apparaître dans la gamme terahertz des guides hybrides mélangeant des plans métalliques à des techniques de confinement par l'indice tels que les guides complexes utilisés au sein de laser à cascades quantiques (guides plasmon ou à cristaux photoniques).

A titre d'exemple, on remarquera qu'il est possible par la structuration d'un diélectrique de créer un guide d'onde utilisant les propriétés de confinement par la bande interdite. En technologie THz, les guides diélectriques utilisés peuvent reprendre les structures 3-D de type tas de boîtes. La difficulté réside dans le fait de trouver un matériau faibles pertes et de pouvoir injecter l'onde grâce à



FIG. 1.3 – Imagerie d'un individu armé. Les armes sont cerclées de rouge. Images *Farran Technologies* disponibles sur www.esa.int [6].

un dispositif adapté. Des résultats intéressants ont ainsi été obtenus grâce à la structuration des résines épaisses de type SU-8 (Tiger/Esa).

Les guides métalliques les plus utilisés en micro-ondes et au sein du gap THz sont les suivants.

Les guides à ondes de plasma de surface en infra-rouge moyen et lointain

Ce type de guide d'onde est utilisé en infra-rouge moyen lointain. On le retrouve généralement dans les lasers guidés tels que les lasers à cascade quantique [10]. Ce guide peut être constitué de deux plans métalliques séparés de la zone active. Il est alors appelé *double-metal plasmon waveguide*. Le plus souvent, il est constitué d'un seul ruban métallique et d'un plan semi-conducteur fortement dopé s'apparentant à un métal (n^{++})(figure 1.4).

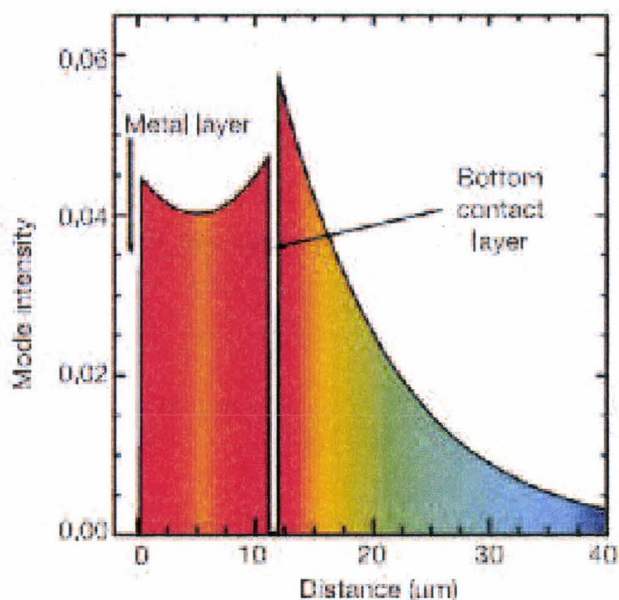


FIG. 1.4 – Guide à onde de surface (SPP) utilisé pour la fabrication des lasers à cascade quantique. Ici, on distingue l'empilement de couches réalisé pour un laser émettant à 4.4 THz ainsi que la représentation du mode optique de ce guide d'onde. [11]

La permittivité diélectrique des métaux suit le modèle de Drude et devient négative sous la fréquence plasma. De ce fait, il existe un mode de surface à l'in-

terface entre le métal et le semi-conducteur, compte tenu que ce mode apparaît entre deux matériaux de permittivité de signes opposés. Ce mode est propagatif dans le plan de l'interface et évanescence sur l'axe normal à ce plan. Le champ électrique décroît exponentiellement de part et d'autre de l'interface. Cependant le champ pénètre très peu dans le métal en raison de sa forte conductivité. Pour augmenter l'intensité du champ en présence du milieu à gain, on utilise un deuxième mode de surface. Cette deuxième interface n'assure pas un confinement parfait dans le cas où on utilise un plan de semiconducteur fortement dopé. Par contre, il sera total pour une zone active bordée par deux surfaces métalliques. L'utilisation de ce mode à double plasmon permet d'augmenter le facteur de confinement du guide et permet d'augmenter le champ électrique entre les deux interfaces ce qui est appréciable dans le fonctionnement d'un laser. Les modes double-plasmon sont de types symétriques ou anti-symétriques.

Les technologies micro-ondes

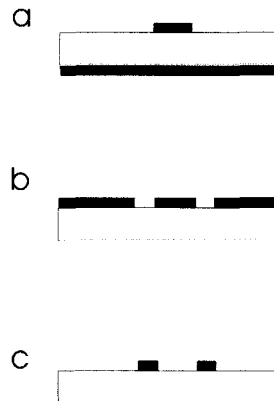


FIG. 1.5 – Guides d'ondes en technologie planaire couramment utilisés en micro-onde. (a) Micro-ruban, (b) CPW et (c) CPS.

Le guide double plasmon est l'équivalent optique du guide microruban depuis longtemps utilisé en micro-onde. En basses fréquences, sa technologie est relativement simple. On dépose un ruban métallique sur la face avant du substrat dont la face arrière a été métallisée de façon à former un plan de masse (figure 1.5(a)). On utilise des diélectriques ainsi que des semi-conducteurs comme substrat. On remarque que ce type de ligne est utilisé sans gravure du semi-conducteur. Cela signifie que, dans ce cas, le confinement du mode fondamental est dû essentiellement à la présence du ruban métallique sans l'intervention du

guidage par l'indice causé par la présence d'une structuration transverse du semi-conducteur. L'impédance de cette ligne dépend des propriétés du substrat (épaisseur et indice) et de la largeur du ruban. Pour augmenter la fréquence des modes supérieurs et repousser leur apparition il faut amincir le substrat par un procédé mécano-chimique.

Cette technologie a été supplantée en terme d'intégration par les lignes coplanaires et en particulier la ligne CPW (coplanar waveguide). Ce guide est constitué de trois rubans métalliques déposés sur un substrat (figure 1.5(b)). Les deux rubans latéraux sont placés à distance égale du ruban central et sont de dimensions semi-infinies. Deux modes fondamentaux se propagent sur cette ligne : un quasi-TEM et un quasi-TE. Le mode TE est très dispersif est s'apparente au mode fondamental d'une ligne à fente (slotline) de géométrie quasi identique mais où on a retiré le ruban central. Sur ce type de ligne le mode peut s'étendre latéralement en fonction de la fréquence.

C'est le mode quasi-TEM, mode peu dispersif, qui est utilisé. Pour éviter toute différence de potentiel entre les deux plans de masse, on vient placer des ponts à air reliant ceux-ci entre eux. Cela est très utilisé dans la fabrication de circuits complexes, qu'ils soient actifs ou passifs, pour limiter l'apparition des modes supérieurs à haute fréquence.

L'impédance de cette ligne est ajustée par la largeur du ruban central et l'espacement des plans de masse.

Notre étude se portera plus particulièrement sur la ligne CPS [12] [13] (coplanar stripline) qui est la ligne duale de la CPW. Cette ligne est constituée de deux rubans déposés sur un substrat (figure 1.5(c)). Cette ligne est en fait l'évolution technologique de la ligne bifilaire. Cette ligne se distingue par l'absence de plan de masse, et son mode fondamental unique, le quasi-TEM. Les CPS et CPW sont duales car pour passer de l'une à l'autre, il suffit d'invertir métal et air sur le plan de structuration. Cette dualité apparaît aussi sur le mode de propagation, où il suffit d'invertir champs électrique et magnétique.

L'impédance dépend de la largeur des rubans ainsi que de la largeur de la fente (espace inter-ruban). Malgré ces avantages certains, l'industrie tourne le dos à ces ligne par cause de problèmes d'adaptation. En effet, il est très difficile d'abaisser l'impédance caractéristique de la CPS jusqu'à 50Ω . A titre d'exemple, un logiciel aussi performant que ADS ne possède pas de modèle CPS performant dans sa bibliothèque de ligne de transmission.

Si on augmente fortement la largeur des ruban, on se rapproche à nouveau de la ligne à fente et de son mode TE très dispersif. Le calcul de l'indice effectif d'une ligne coplanaire est bien plus simple que celui des lignes microruban car les

lignes de champs sont partagées par raison de symétrie entre l'air et le substrat, à condition toute fois que l'épaisseur de métal soit une grandeur négligeable. La permittivité effective est donc la moyenne des permittivité des deux milieux respectif (air et semi-conducteur). On obtient ainsi une vitesse intermédiaire entre une propagation d'espace libre dans l'air et une propagation d'espace libre dans le substrat.

1.3.2 Générer et détecter une onde THz

Les sources solides

Les composants électroniques Thz : Les diodes sont les premières sources solides utilisées dans la génération de micro-ondes. Malgré la vive progression technologique du transistor et ses performances, la diode possède toujours des performances records pour la génération de puissance spécialement en longueurs d'onde millimétrique et sub-millimétrique.

La diode Gunn

L'effet Gunn [14] [15] est une oscillation qui apparaît dans un semi-conducteur comme l'Arséniure de Gallium ou le Phosphure d'Indium expliquée par le transfert d'électrons entre plusieurs minima des bandes de conduction du semi-conducteur multi-vallées. Les propriétés de fonctionnement d'une telle diode dépendent du niveau de dopage du semi-conducteur et de la longueur du composant. La fréquence de fonctionnement est directement liée à la vitesse effective de transit. Seuls le GaAs et l'InP sont suffisamment performants pour servir de matériaux pour la fabrication de diode Gunn. Malgré cela, il faut remarquer que le temps de transfert inter-vallée est la principale limite d'un semi-conducteur dans le cadre de cette technologie (environ 1 ps pour le GaAs et l'InP). De ce fait une limite physique se dresse devant la progression en fréquence de ce composant. A 300 GHz on peut mesurer des puissances de sortie de quelques mW pour une diode Gunn sur InP.

La diode IMPATT

Les diodes IMPATT possèdent les plus grands niveaux de puissance au sein de la population des sources à l'état solide jusqu'à 300 GHz. Elles furent aussi les premières à générer des puissances raisonnables au delà des 300 GHz. Une diode IMPATT Silicium délivre plusieurs dizaines de mW entre 200 et 300 GHz

à température ambiante. La plage fréquentielle de fonctionnement dépend de deux temps caractéristiques : le temps de transit des charges et le temps de construction d'avalanche. En raison du bruit assez important dû au phénomène d'ionisation par impact, ce composant est peu utilisé comme oscillateur local.

La diode à tunnel résonnant

La démonstration de l'effet tunnel résonnant à travers un puit quantique date de 1974 [16]. Les niveaux quantiques de cette structure permettent aux électrons de traverser la barrière par effet tunnel résonnant. Les meilleures performances ont été obtenues avec une structure double barrière pour une fréquence de plus de 700 GHz avec une puissance de l'ordre du microwatt [17] [18].

Les transistors

Les transistors utilisés comme oscillateurs sont des sources terahertz prometteuses. Le meilleur espoir est le transistor à haute mobilité (HEMT)[19] [20]. Ces systèmes sont utilisés en sources à génération directe ou en multiplicateurs de fréquences.

Récemment, ces mêmes transistors ont permis de générer des sources accordables entre 0,4 et 1 THz d'une puissance de quelques nanowatt. Ce rayonnement provient d'une oscillation collective du gaz d'électron au sein du transistor [21] [22]. L'espace drain-source agit comme une cavité résonnante incluant la grille. Il est donc possible d'ajuster la fréquence de résonance grâce à la longueur de cavité. L'évolution rapide des technologies permet de fabriquer des transistors aux longueurs de grille de plus en plus courtes et donc d'atteindre, grâce à cette résonance de plasmon, des fréquences de plus en plus élevées [23] [24]. Le dernier avantage de ce composant est que la fréquence de résonance est indépendante de la température.

Enfin, il est possible de synchroniser cet oscillateur sur une source externe et en particulier un battement de laser émettant dans le visible.

Le HBV : un composant en régime non linéaire Le HBV est une diode fonctionnant à partir d'un effet non-linéaire. Cet effet permet donc de générer des ondes THz par multiplication de fréquences. La diode Schottky a été longtemps utilisée pour cette application mais détrônée par le HBV en raison de ses performances. Un record de puissance de 10 mW a été obtenu par Mélique *et al.* pour une fréquence de 250 GHz [25]. Il est possible de convertir des ondes élec-

tromagnétiques au delà du THz en chaînant plusieurs multiplicateurs (le plus souvent des tripleurs et des quintupleurs). Grâce à ces chaînes de multiplication, ont été obtenues des puissances de $75 \mu W$ à $1,2 THz$ et $100 nW$ à $2,7 THz$ [26].

Cette méthode de génération indirecte est fortement tributaire de la puissance des sources de générations directes tel que les GUNN et IMPATT.

Le bruit induit par cette cascade de multiplicateurs est encore en cours d'étude et la stabilité d'une tel montage peut être mise en doute.

Les lasers à semi-conducteurs

Le laser au Germanium : Ce type de laser comprend un milieu actif composé de Germanium dopé p. Sous condition de champ magnétique intense, l'émission intervient entre deux niveaux correspondants à différentes branches de la bande de valence. Une accordabilité importante (1—4 THz) et des puissances crête de l'ordre d'une dizaine de Watts sont ses principales caractéristiques [27].

Le laser à cascade quantique : Le laser à cascade quantique (QCL) est un des premiers dispositifs capable d'émettre un rayonnement par transition entre deux sous-bandes. On appelle ce composant un laser unipolaire. Le premier QCL est réalisé par Faist *et al.* en 1994 [28]. Les transitions intra-bandes sont utilisées très tardivement comme milieu à gain car les phénomènes s'opposants à l'inversion de population sont nombreux. En particulier, c'est le phonon optique, possédant une durée de vie non radiative très courte qui va longtemps retarder cette technologie. On comprendra plus tard que ce photon permet au contraire de dépeupler très précisément un niveau d'énergie. Ce composant est très sensible aux problèmes thermiques ainsi pour obtenir l'inversion de population il faut tester le laser à la température de l'hélium liquide.

Pour ajuster la distance entre chaque sous-niveau d'une même bande on utilise un système constitué de multi-puits quantiques couplés. C'est la profondeur des puits et l'épaisseur des barrières qui permettent d'établir la position des niveaux et les fonctions d'ondes correspondants aux électrons qui les peuplent. Au delà des difficultés physiques, c'est une difficulté technologique qui se révèle maintenant.

Pour réaliser ces puits quantiques, on pratique l'épitaxie par jet moléculaire (MBE). Il faut tout d'abord que les deux matériaux constituant l'hétérostructure soient de paramètres de maille identiques. Il est alors possible de déposer une multitude de ces couches (parfois plus de 1000) aux épaisseurs les plus contrôlées

dans une enceinte sous vide grâce à la vaporisation de différents jets d'atomes constituant les matériaux souhaités.

Cet empilement est constitué d'une succession d'*étages* et chacun d'entre eux possède une zone active capable de produire des photons à la fréquence désirée. Le laser n'utilisant que des transition intrabandes, chaque électron injecté dans la structure produit autant de photons qu'il existe d'étages d'où l'assimilation de ce phénomène à une *cascade quantique*.

Chaque étage se décompose en deux parties (figure 1.6). On distingue tout d'abord la couche active nécessaire à l'inversion de population. En ajustant les épaisseurs des couches épitaxiées et le champ électrique externe, il est possible d'obtenir une amplitude d'émission stimulée maximale. Pour favoriser l'inversion de population, on dépeuple le niveau laser bas par une résonance de phonon vers un autre sous niveau de la bande de conduction.

La deuxième partie de l'étage est constitué d'un collecteur jouant le rôle d'injecteur pour l'étage suivant. Pour que cette structure soit efficace, il faut que la sous-bande haute du collecteur/injecteur soit couplée avec la sous-bande basse de la zone active. Ainsi la sous-bande basse du collecteur/injecteur doit être fortement couplée avec le niveau haut de la prochaine zone active.

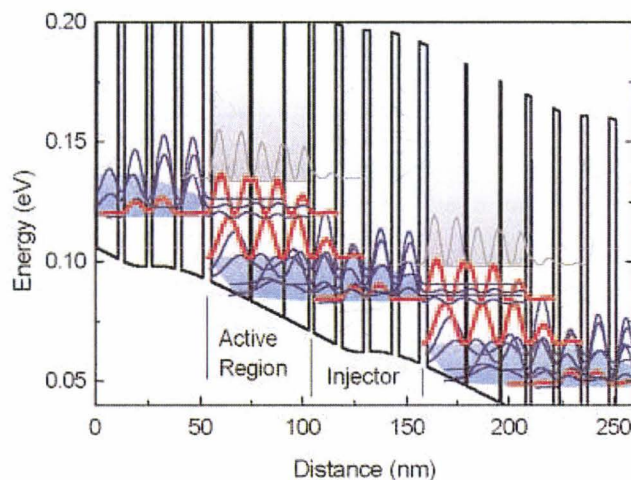


FIG. 1.6 – Hétérostructure d'un laser à cascade quantique fonctionnant à 4.4 THz [11]. On y distingue plusieurs étages contenant chacun une zone active et un injecteur. Les différentes courbes représentent les fonctions d'ondes propres à chaque état.

Les QCL possèdent différentes structure épitaxiales. Il en existe de trois

catégories : les QCL à dépopulation par résonance de phonon [29], les QCL à superréseaux [30] et les QCL de type « bound-to-continuum » [31].

La totalité de ces lasers est constituée de cavité ou guide à ondes de surface de type *plasmon* décrites plus haut dans ce chapitre.

Le laser moléculaire

Une des sources les plus puissante et dont la résolution est suffisante pour une application en spectroscopie est le laser moléculaire. On excite un gaz avec une source laser de forte puissance tel que le laser CO_2 . L'écart entre les niveaux de vibration ou de rotation de cette molécule peut être de l'ordre du terahertz. Il est alors possible de faire apparaître un rayonnement laser en plaçant ce milieu dans une cavité. Margulès *et al.* obtiennent grâce à ce type de laser un rayonnement s'étendant sur une gamme spectrale de 0.6 à 3 THz [7]. Pour obtenir une telle accordabilité on mélange le rayonnement issu du laser avec celui d'une source micro-onde. Ce mélange se fait grâce à un élément non-linéaire (ici une diode Schottky). Les bandes latérales ainsi créées (quelques dizaines de μW chacune) sont filtrées à l'aide d'une cavité Pérot-Fabry. La sensibilité ($10^{-5} cm^{-1}$) est suffisante pour étudier le spectre de molécule d'intérêt astrophysique.

Les sources micro-ondes utiles au mélange sont de différentes sortes. Les plus basses fréquences sont générées par un synthétiseur chaîné à des multiplicateur et les hautes fréquences sont produites par des carcinotrons (jusqu'à 270 GHz).

La technique de mesure la plus simple est la détection directe utilisant un bolomètre refroidi à la température de l'Hélium liquide (4K).

Le photomélange

Principe et réalisation : Parmi les techniques de génération indirecte, certaines permettent d'atteindre les fréquences terahertz par mélange de photons. Il s'agit ainsi d'une conversion « vers le bas ». Contrairement aux chaînes de mélanges on utilise des sources optiques de fréquences supérieures à la fréquence visée [32].

C'est le cas du photomélange qui est obtenu par battement de deux lasers continus au sein d'un matériau semi-conducteur [33] [34] [35][36]. Les deux lasers de fréquences légèrement différentes sont focalisés sur un photoconducteur. Les porteurs créés sont accélérés entre les électrodes polarisées et induisent un courant. Ce courant est modulé à la différence de fréquence de ces deux source. La

composante correspondant à cette différence est la seule fréquence physique présente dans le photoconducteur assez basse pour être perçue par les porteurs. On utilise un semiconducteur dont le temps de vie des porteurs est court (inférieur à la picoseconde) tel que l'Arséniure de Gallium épitaxié à basse température (GaAs BT). L'énergie extraite du semiconducteur est rayonnée grâce à un élément de couplage vers l'espace libre telle une antenne.

L'accord en fréquence se fait grâce une modification d'une des deux sources optiques. Les sources Ti :Saphir sont les plus utilisées dans ce type d'application en raison de leur bonne finesse spectrale et de leur grande plage d'accord. Le challenge du photomélange est son utilisation avec des sources commerciales à $1,5 \mu m$. Pour cela il faut développer les photoconducteurs à ces fréquences tel que le GaAs BT dopé à l'Erbium et le GaInAs BT.

Mélange homodyne : vers une mesure vectorielle Les techniques de spectroscopie utilisant des photomélangeurs sont souvent équipées de détection bolométrique car dans la plupart des cas seule l'amplitude du champ transmis n'a d'intérêt. Un autre besoin venant plus particulièrement de la communauté micro-onde, déjà fort habituée à la mesure par analyseur de réseau vectoriel (VNA), est l'extraction de la variation de phase permettant de retrouver les paramètres S_{ij} sous leur forme complète. Comment caractériser la variation de phase induite par la présence d'un matériau quelconque sur le trajet du faisceau THz ?

Le bolomètre n'est pas l'élément qui convient à cette mesure. On utilise alors un deuxième photomélangeur. Celui-ci n'est pas polarisé à l'image du premier. Une partie du rayonnement issu des deux lasers utiles au photomélange est prélevée et focalisée sur ce deuxième dispositif. Cette fois, c'est le champ THz transmis à travers l'échantillon à caractériser qui va « accélérer » les porteurs et créer un photocourant. L'intensité du photocourant est de ce fait directement liée à l'intensité du champ transmis mais dépend aussi directement de la phase des faisceaux utiles à la génération de porteurs. Il suffit alors d'inclure une ligne à retard dans ce bras optique pour pouvoir échantillonner l'évolution de phase (après un traitement numérique conséquent). On parle alors de détection homodyne [37] [38].

L'optique non-linéaire

Susceptibilités non-linéaires dans les cristaux pour l'optique Les non-linéarités dans les cristaux permettent d'obtenir des générations indirectes sous

différentes formes. Rappelons tout d'abord que l'on parle de cristaux non-linéaires quand la relation tensorielle qui lie le champ électrique \mathbf{E} et la polarisation \mathbf{P} est non-linéaire. Cela se traduit par l'apparition de tenseurs propres à des susceptibilités d'ordres supérieurs. Les plus connues sont le $\chi^{(2)}$, nécessaire au mélange à 3 ondes, et le $\chi^{(3)}$, nécessaire au mélange à 4 ondes. Il existe aussi d'autres effets physiques comme la transition Raman faisant apparaître une susceptibilité particulière que l'on appellera χ_{Raman} pour la différencier du $\chi^{(3)}$.

L'existence de ces susceptibilités électriques permet de générer des ondes THz grâce à différents matériaux. Il existe tout d'abord une technique de conversion faisant appel au $\chi^{(2)}$ et aux propriétés fréquentielles d'un laser en régime impulsif. On appelle cette technique le redressement optique. La largeur spectrale d'une impulsion de courte durée peut atteindre plusieurs THz. Dans le cristal, il apparaît un mélange à 3 ondes : chaque composante du spectre agit avec une autre composante fréquentielle du même spectre pour donner un photon correspondant à une fréquence inversement proportionnelle à la largeur de l'impulsion d'entrée. Une grande partie des cristaux utilisés en optique possèdent un $\chi^{(2)}$ ainsi que certains semi-conducteurs comme le GaAs.

Dans certains semi-conducteurs les phonons optiques ont une fréquence de quelques THz ce qui fait intervenir l'effet Raman dans la conversion de fréquence. C'est le cas par exemple du GaP qui est non-centrosymétrique ($\chi^{(2)}$ non nul) et qui possède un phonon transverse optique de fréquence maximale 11 THz [39]. Ces deux non-linéarités, pourtant très différentes, interviennent simultanément dans ce cristal et rendent la condition d'accord de phase plus difficile. De bons résultats ont été obtenus avec ce type de cristal en régime quasi-pulsé, c'est-à-dire grâce à des impulsions de très fortes puissances mais de longueurs suffisamment grandes pour ne pas se placer dans un régime de source large bande. Les sources optiques utilisées sont le plus souvent des YAG :Nd non doublés et avec un taux de répétition faible (environ 10 Hz).

Différents cristaux comme le GaP [40] [41], le ZnTe, le $LiTaO_3$, ou encore le $LiNbO_3$ [42] ont permis d'atteindre des fortes puissances grâce à ces effets non-linéaires que ce soit en mode de fonctionnement de type OPA (amplificateur paramétrique optique) ou, grâce à l'ajout d'une cavité externe, en fonctionnement de type OPO (oscillateur paramétrique optique) appelé aussi TPO dans cette gamme de fréquence (oscillateur paramétrique terahertz). Malgré cela le rendement d'une telle conversion est faible du fait de l'écart de fréquence entre le signal généré et le signal de pompe ainsi que le résidu (appelé aussi *idler*). De plus, malgré une accordabilité de plusieurs THz, les « basse » fréquences ($< 1 THz$) restent difficilement accessibles par ces méthodes purement optiques. Enfin, la

puissance des sources de pompe est telle que les cristaux s'endommagent rapidement et nécessitent souvent l'ajout de dopants dans le but d'accroître la tenue aux flux lasers [42].

Effets non-linéaire dans les lasers : Les effets non-linéaires décrits précédemment apparaissent dans beaucoup de semi-conducteurs c'est pourquoi la génération de rayonnement THz peut se faire intra-cavité. En effet, ce phénomène est depuis longtemps utilisé dans le visible pour doubler ou tripler la fréquence d'un laser en plaçant un cristal non-linéaire dans la cavité laser. L'intérêt de cette manipulation réside dans le fait que l'intensité du champ électrique responsable de l'apparition de l'effet non-linéaire est bien plus grande au sein même de la cavité.

Ce phénomène a permis à S. Hoffmann *et al.* de démontrer que les lasers bimodes généralement utilisés comme sources dans un montage de photomélangement permettaient aussi de générer directement un rayonnement THz grâce à la non-linéarité du semi-conducteur présent dans la diode laser [43]. Le mélange à quatre ondes fait apparaître des bandes latérales qui traduisent une oscillation de plasma à une fréquence égale à la différence de fréquence des deux modes partiellement synchronisés.

Par une technique d'ingénierie de bandes propre à la fabrication des lasers à cascades quantiques, il est possible d'introduire un multipuit quantique faisant apparaître une forte non-linéarité au sein de deux hétérostructures de QCL fonctionnant à des fréquences différentes mais malgré tout voisines. La conversion se fait elle aussi intra-cavité par apparition d'un fort $\chi^{(2)}$. Il est possible, dans le but d'augmenter le rendement, de faire une hétérostructure capable de générer deux ondes de pompes dans le domaine de l'infrarouge moyen comme démontré par Cho *et al.*

Dans le but de synthétiser l'ensemble des sources et détecteur utilisés au sein du gap terahertz, nous avons résumé et classé ces composants sur les figure 1.7 et 1.8.

1.4 Les méthodes de caractérisation

Avant de clore ce chapitre, nous allons énumérer les principales techniques de caractérisation utilisées en gamme THz. Les différents composants décrits précédemment seront cette fois intégrés à un banc de caractérisation.

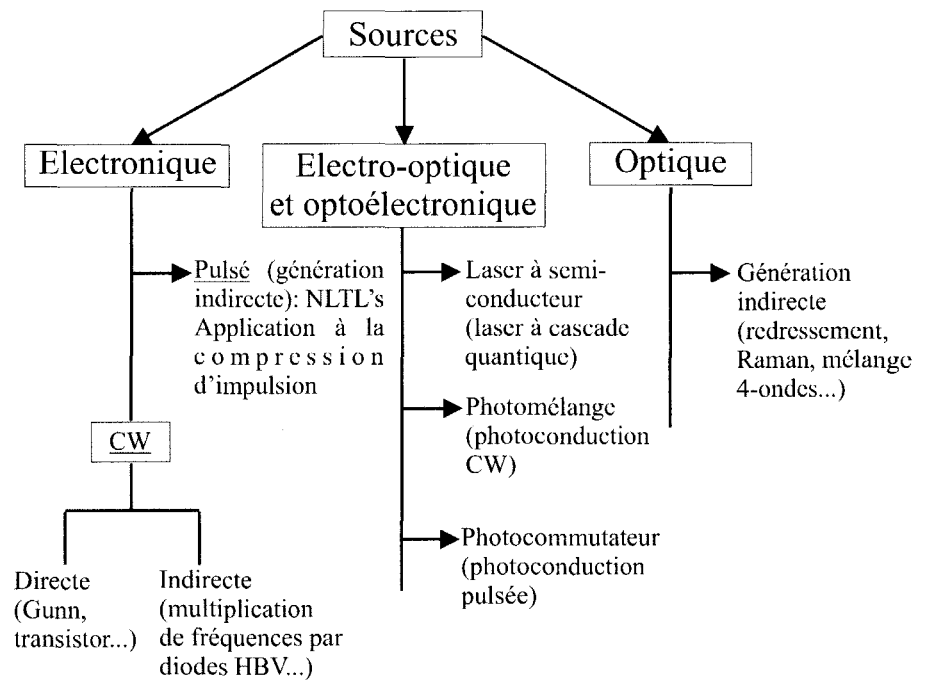


FIG. 1.7 – Figure synthétisant les différentes catégories de source utilisées en technologie terahertz.

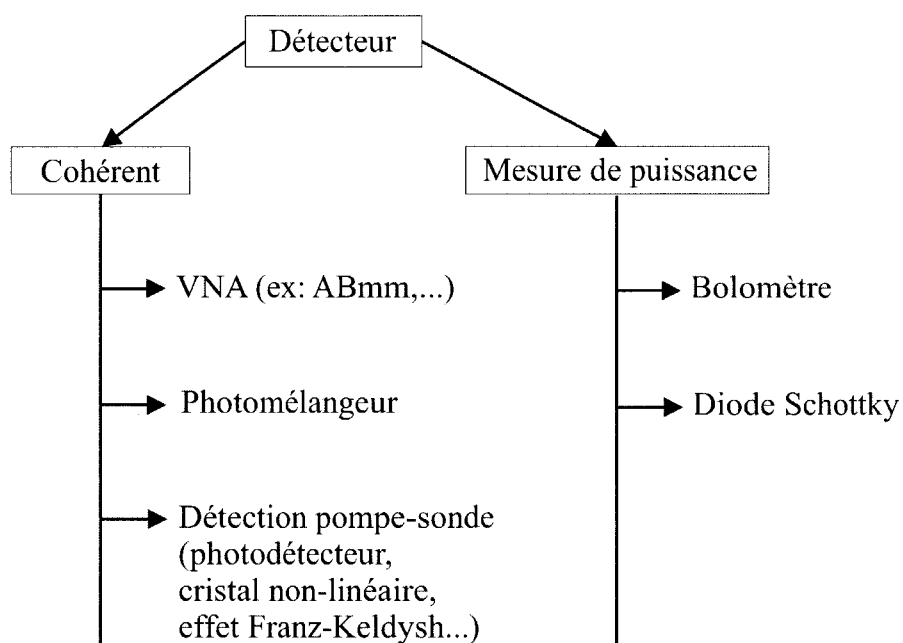


FIG. 1.8 – Figure synthétisant les différents moyens de détection présents dans le gap térahertz.

1.4.1 La méthode du domaine fréquentiel : l'analyseur vectoriel de réseaux

L'instrument le plus utilisé pour la caractérisation micro-onde et sans conteste l'analyseur de réseau vectoriel. Ce type de matériel est en particulier utile à la mesure de paramètres de diffusion (S_{ij}) de composants « sous pointes ». En effet, cet instrument permet, à l'inverse de l'analyseur de spectre d'extraire la phase des signaux et de remonter jusqu'aux paramètres S_{ij} complets.

Nous ne rentrerons pas dans les détails de la partie « analyseur ». Précisons qu'en périphérie on trouve deux synthétiseurs utiles aux mélangeurs situés dans les « têtes » de mesure. Le principe de ce type de banc de caractérisation est de générer des fréquences les plus proches possibles des signaux à étudier de façon à pouvoir, après mélange, redescendre à une fréquence plus basse et plus facile à mesurer.

Pour illustrer ce commentaire, nous présentons en figure 1.9 un schéma caractéristique du fonctionnement d'une tête de mesure 140 – 220 GHz fabriquée par Oleson intégré dans l'analyseur vectoriel *Anritsu*. Le signal généré par le premier synthétiseur est multiplié plusieurs fois (en fréquence) avant de traverser un coupleur et d'arriver jusqu'aux pointes. Le signal réfléchi par le composant (ou transmis si l'onde provient de la seconde tête) rentre par la pointe, traverse le coupleur, rejoint le mélangeur où il est mis en présence avec le signal provenant du second synthétiseur (lui aussi multiplié). Le mélange obtenu contient l'ensemble des informations mais possède une fréquence beaucoup plus basse (d'autant plus basse que les deux signaux sont proches). Ce signal entre dans l'analyseur de réseau vectoriel pour y être traité. Chaque tête de mesure possède deux mélangeurs (signal entrant et signal sortant) ce qui porte à quatre les signaux pénétrant l'analyseur. Ces quatre signaux donneront naissance aux quatre paramètres S_{ij} .

L'analyseur de réseau peut être utilisé avec des pointes de mesures mais peut aussi permettre de caractériser des systèmes en espace libre grâce à l'ajout de cornets. Ces cornets jouent le rôle d'antennes et permettent aux ondes d'entrer et sortir grâce à une impédance adaptée.

1.4.2 La méthode temporelle : l'échantillonnage électro-optique

Les VNA permettent d'obtenir les informations en phase et en amplitude d'un signal. Néanmoins, ces mesures se font en bande étroite et sur des composants

adaptés à 50Ω . De plus, l'analyse des signaux n'est pas triviale et le coût d'un VNA fonctionnant aux fréquences terahertz n'est pas négligeable.

Une autre catégorie des méthodes de caractérisation est très répandue à ces fréquences. Ces techniques sont basées sur l'échantillonnage dans le temps. Un banc de caractérisation dans le domaine temporel est constitué de sources optiques pulsées (les sources électroniques ne permettent pas d'atteindre des temps suffisamment courts) et des photocommutateurs. Ces derniers doivent être capables de transformer les impulsions optiques en impulsions électriques. Celles-ci se propagent sur un guide d'onde adapté ou sont rayonnées grâce à l'ajout d'antennes. La détection et la génération se font avec des dispositifs quasi identiques. L'échantillonnage est mené à bien par l'utilisation d'une ligne à retard.

Sur la figure 1.10(a), est représenté le banc de caractérisation décrit précédemment. Le faisceau optique est scindé par une lame séparatrice. La première partie (pompe) génère des courants dans le photocommutateur par photoconduction. L'impulsion électrique (onde terahertz) traverse le composant. Le photocommutateur chargé de la détection absorbe au même moment le faisceau optique qui lui est destiné. Les porteurs ainsi créés sont accélérés par le champ THz transmis par le composant à caractériser. Il en résulte un courant électrique moyen dû au taux de répétition élevé du laser.

Les photocommutateurs sont composés de semi-conducteurs aux propriétés physiques décrites dans le chapitre 5 de ce manuscrit. Pour que l'effet de photoconduction se produise, il faut que l'énergie des photons absorbés soit plus

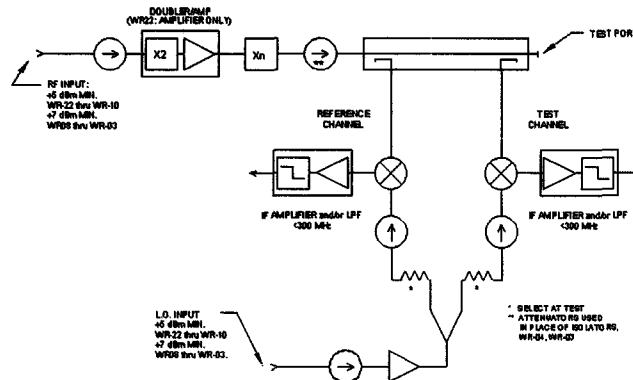


FIG. 1.9 – Schéma électrique d'une tête de génération/détection de la marque Oleson utilisée pour sur un banc de caractérisation dans la gamme de fréquence 140-220 GHz [44].

grande que l'écart d'énergie des niveaux du semi-conducteur.

Sur la figure 1.10(b), le banc de caractérisation est différent car la détection ne fait pas appel à la photoconduction. En effet, un autre matériau est utilisé dans la fabrication du détecteur. Ce matériau est de gap plus grand. De ce fait, les photons ne permettent pas ici de générer de la photoconduction. Un autre effet appelé « effet Franz-Keldysh » est utilisé ici. Ce phénomène a pour effet de modifier l'indice de réfraction du matériau sans pour autant que l'énergie du rayonnement soit supérieure à l'énergie de la bande interdite. Nous mesurons la variation de sa partie imaginaire en focalisant le faisceau optique réfléchi sur une photodiode. la tension moyenne est mesurée aux bornes de la photodiode en raison du taux de répétition du laser. Une étude de cet effet est proposée dans le chapitre 5 de ce manuscrit.

Les méthodes de détection sur ce type de banc de caractérisation sont nombreuses. La photoconduction est utilisée surtout sur des bancs de mesure en espace libre (« photoswitchs » équipés d'antennes) alors que le photocommutateur par effet Franz-Keldysh est utilisé sur des dispositifs guidés le plus souvent inclus sur des lignes de transmission coplanaires. Dans le cas de mesures guidées, la sonde d'échantillonnage la plus utilisée est un cristal non-linéaire mis à proximité du guide (là où le champ électrique est le plus fort dans le mode de propagation). Le champ électrique perturbe l'indice de réfraction du cristal. Cette perturbation est mesurée en focalisant un faisceau optique sur le cristal.

1.4.3 La génération électro-optique continue : le photomélangage

Le photomélangage est basé sur une génération électro-optique mais cette fois avec des laser continus (figure 1.10(c)(d)). Deux lasers continus, dont l'écart de fréquence est de l'ordre du THz, sont mélangés sur un photomélangeur (photodétecteur ultra-rapide). Un battement se produit au sein du dispositif ce qui a pour effet de faire apparaître deux nouvelles fréquences : $|\omega_1 - \omega_2|$ et $\omega_1 + \omega_2$. Si les temps caractéristiques du photomélangeur sont suffisamment courts, un courant correspondant à la plus basse de ces fréquences apparaît dans le composant. Ce celui-ci est chargé par un antenne, une onde électromagnétique est rayonnée avec la même fréquence.

Sur ce type de banc de caractérisation, la qualité des sources laser est d'une grande importance. Elles doivent être stables, fines spectralement, et l'une d'entre-elles doit être parfaitement accordable.

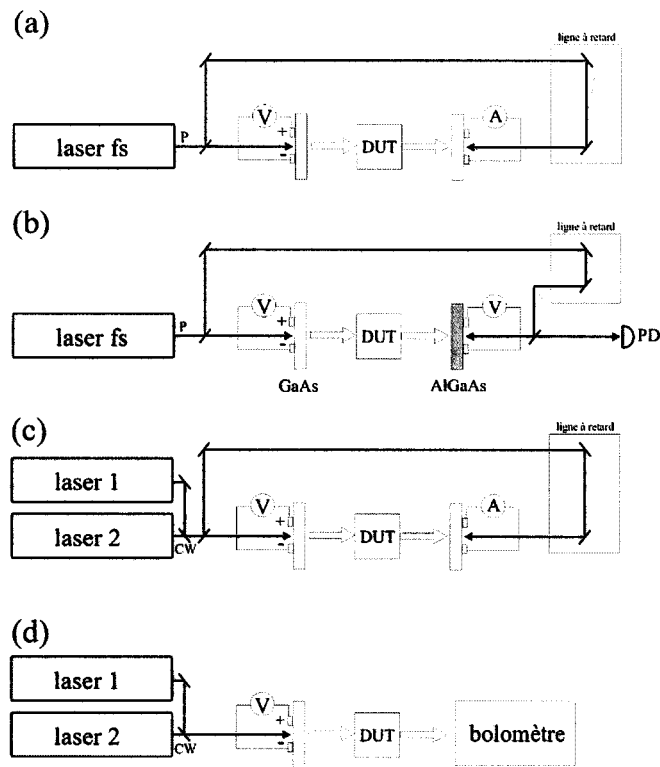


FIG. 1.10 – Schémas caractéristiques de quatre bancs de caractérisation basés sur l'utilisation de sources optiques. (a) Mesure pompe-sonde par échantillonnage électro-optique. La génération et la détection se font par photoconduction. (b) Échantillonnage électro-optique par effet Franz-Keldysh utilisant deux matériaux différents pour la génération et la détection. (c) Mesure pompe-sonde continue utilisant de battement de deux laser. La ligne à retard permet de décaler la phase du faisceau de sonde : c'est une mesure homodyne. (d) Mesure bolométrique non résolue en phase.

Le rayonnement terahertz est continu. La mesure se fait le plus souvent à l'aide d'un bolomètre refroidi (4 K).

1.4.4 La mesure électro-optique continue résolue en phase : détection homodyne

La méthode de caractérisation décrite dans le paragraphe précédant est purement fréquentielle. De plus, elle est incomplète car il est impossible d'en extraire la phase. L'utilisation de photocommutateur avec une source pulsée paraît donc plus avantageuse qu'avec des sources continues. Néanmoins, il existe une technique de photomélangage capable de remonter jusqu'à la phase du signal transmis. Sur la figure 1.10(c), nous avons rajouté un second photomélangeur utile à la détection. La ligne à retard a pour but de déphaser les signaux optiques par rapport au signal THz focalisé sur le photodétecteur. Dans cette expérience, deux degrés de libertés sont utilisés simultanément pour remonter jusqu'à la transmission complète (amplitude et phase). Pour chaque pas en fréquence du laser accordable (mesure en amplitude), on observe la phase en appliquant un délai sur le second faisceau optique. Cette mesure est dite « homodyne ».

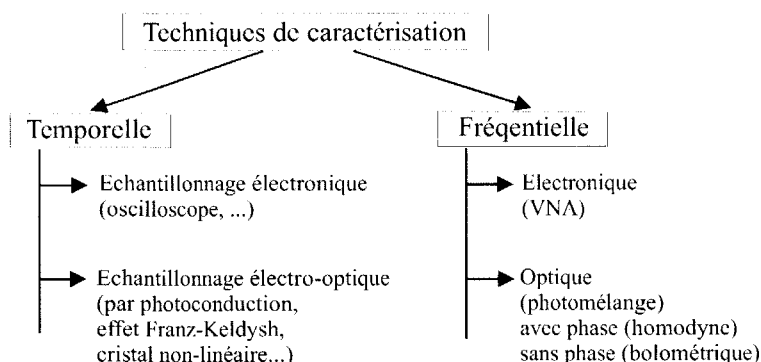


FIG. 1.11 – Synthèse des multiples techniques de caractérisation adaptées à la gamme de fréquences terahertz.

1.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord exprimé l'utilité d'explorer le gap terahertz. L'ensemble des applications possibles dans cette gamme de fréquence a été discuté tel que la spectroscopie ou l'imagerie. Ensuite, les composants permettant de combler le gap THz ont été décrits tel que les sources, les détecteurs

et les guides d'ondes. Pour ce faire, les phénomènes physiques intervenants dans ces composants ont été expliqués. Enfin, les techniques de caractérisation les plus utilisées dans le gap THz ont été décrites. Sur la base des composants présentés auparavant, les principaux bancs de caractérisation électro-optiques ont pu être décrits ainsi que les photodétecteurs ultrarapides qui sont utilisés dans cette gamme de fréquence.

CHAPITRE 2

Analyse vectorielle de réseaux et analyse temporelle : application aux structures périodiques diélectriques

Dans ce chapitre, nous proposons l'étude d'un miroir de Bragg par deux techniques de caractérisations. La première utilise un analyseur de réseau vectoriel dans la gamme de fréquence 140-220 GHz, alors que la seconde nécessite un banc de mesure électro-optique pompe-sonde basé sur l'échantillonnage. Le miroir de Bragg est étudié en gamme de fréquence térahertz et possède plusieurs bandes de réflexion dans cet interval. L'étude ne se limite pas au miroir de Bragg mais à deux applications : la cavité à fort coefficient de qualité constitué d'un défaut inséré dans le miroir et le déphaseur à rétropropagation de phase formé du réseau de Bragg utilisé cette fois en transmission. Dans un premier temps, nous décrirons les propriétés du réseau de Bragg. L'utilisation d'un défaut dans le réseau comme une cavité à fort coefficient de qualité sera abordée. Une description des éléments théorique et des méthodes numérique sera effectuée, permettant de simuler les différentes structures. Ensuite, l'utilisation d'un banc de caractérisation comportant un analyseur de réseau permettra de caractériser la cavité. Enfin, un banc de mesure par échantillonnage électro-optique permettra de mettre en évidence la rétropropagation de la phase dans un miroir de Bragg. Une mesure différentielle sera effectuée dans le but d'extraire expérimentalement la relation de dispersion du réseau.

2.1 Caractérisation de structures périodiques en espace libre par analyseur de réseau vectoriel

2.1.1 Un système périodique 1-D : Le miroir de Bragg

Un réseau de Bragg est un empilement périodique de deux types de matériaux d'indice et d'épaisseur différents. Le miroir obtenu possède une réflexion maximale quand les épaisseurs des matériaux A et B valent respectivement $d_a = \frac{\lambda_a}{4}$ et $d_b = \frac{\lambda_b}{4}$ où $\lambda_i, i = a, b$ est la longueur d'onde guidée dans un des matériaux. Ces deux épaisseurs correspondent à une construction interférentielle d'ondes réfléchies aux interfaces de chaque dioptré du multi-couche constitué des deux matériaux. La réflexion sur un dioptré correspond à un déphasage de π . Ces relations lient les indices de réfraction de chaque couche avec leur épaisseur.

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda_g}\right) 2d = \pi \quad (2.1)$$

$$d = \frac{\lambda_0}{4n} \quad (2.2)$$

avec n l'indice de réfraction du matériau.

Si le nombre de bicouches est important, on voit se former un plateau de réflectivité (fig. 2.1). Ce plateau possède une largeur limite qui ne dépend pas du nombre de bicouches, mais du contraste d'indice [45]. La raideur des flancs de ce plateau croît en fonction du nombre de bicouches. L'existence de ce plateau indique que, même si les conditions sur les épaisseurs ne sont pas parfaitement respectées, cela est suffisant pour conférer à ce miroir une réflectivité importante.

A indices fixés, l'épaisseur d'un bicouche permet d'ajuster la position du centre de bande. Enfin, rappelons que les conditions interférométriques qui définissent les propriétés de réflexion d'un miroir de Bragg sont périodiques. Par conséquent à chaque ordre supérieur il existe un plateau de réflectivité.

Le résonateur Pérot-Fabry

Prenons le cas d'une onde plane se propageant dans un matériau A. Après le passage d'une interface A/B, cette onde se propage dans le milieu B d'indice différent. L'épaisseur de B est d . Vient ensuite l'interface B/A et à nouveau le matériau A (figure 2.2).

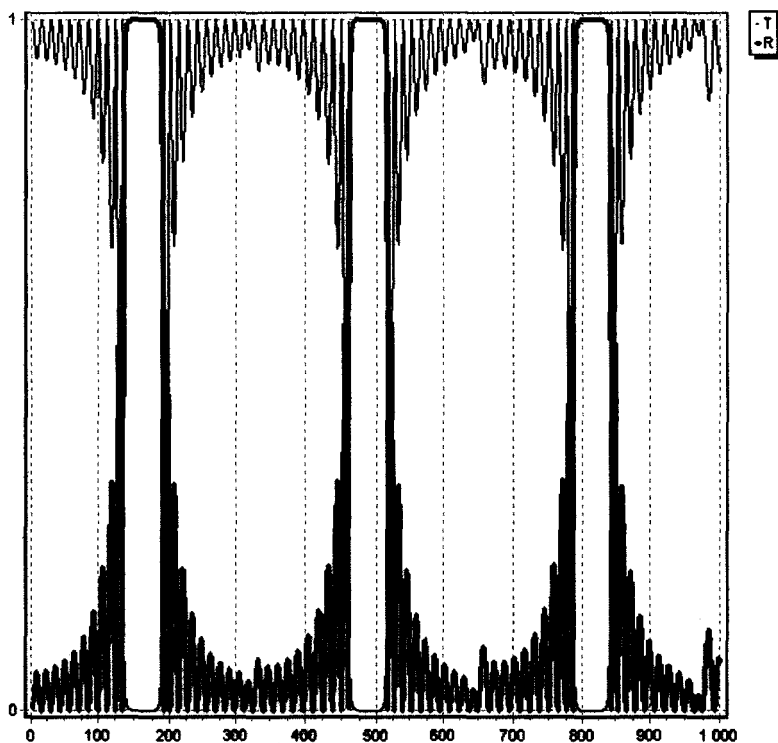


FIG. 2.1 – Diagramme de transmission d'un miroir de Bragg calculé par la méthode des matrices de transfert. Le petit accident qui apparaît systématiquement au centre de chaque bande de transmission est dû à une imperfection de la condition de Bragg. (fréquence en GHz)

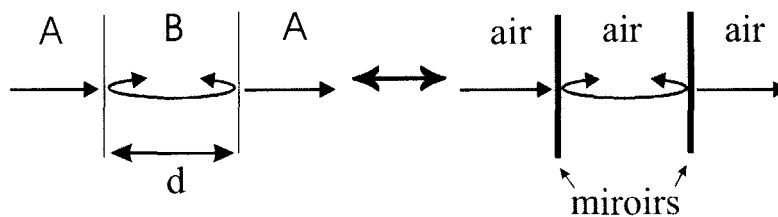


FIG. 2.2 – Cavité Péro-Fabry la plus simple, constituée d'une couche de diélectrique. Les dioptries formés par les discontinuités d'indice induisent des réflexions multiples entre ceux-ci, produisant un effet d'interférence équivalant à une cavité Péro-Fabry ordinaire (constituée de deux miroirs comme indiqué à la droite de la figure). La couche de diélectrique est dans notre cas introduite au sein d'un miroir de Bragg. La fréquence de résonance de la cavité est choisie au centre de la bande interdite du miroir de Bragg dans le but d'accroître le coefficient de qualité.

En raison d'une différence de propriétés diélectriques des matériaux, des réflexions multiples apparaissent entre les deux interfaces. On utilise alors le terme de cavité photonique. Le cas le plus simple est la cavité Péroto-Fabry (PF) où les interfaces sont généralement remplacées par des miroirs semi-réfléchissants. Si on balaye la fréquence de l'onde incidente, on observe alternativement des fréquences transmises et d'autres réfléchies. En effet, dans une cavité PF, les ondes interfèrent constructivement (transmission) ou destructivement (réflexion). Le mode fondamental résonnant dans notre cavité est de type $d = \frac{\lambda_i}{2}$ avec d l'épaisseur de cavité et λ_i la longueur d'onde dans le matériau d'indice n constituant la cavité. Une cavité possède un facteur de qualité. Celui-ci est inversement proportionnel à la largeur à mi-hauteur des pics de transmission. Le sens physique de ce facteur est lié à la durée de vie des photons à l'intérieur de la cavité : plus ce temps est long plus Q est grand.

Résonateur à fort coefficient de qualité

Nous avons décidé d'introduire au centre d'un miroir de Bragg une cavité résonnante comme décrite précédemment. Les conditions de réflexion du miroir ($\frac{\lambda}{4}$) et de transmission de la cavité ($\frac{\lambda}{2}$) sont sélectionnées simultanément. Pour ne pas ajouter d'effets dus à la dissymétrie de la structure, la cavité est placée au centre du miroir. Cette cavité peut être perçue comme un défaut résonnant dans la bande de réflexion d'une structure périodique de Bragg. Il est aussi possible d'interpréter cette cavité comme un résonateur constitué de deux miroirs de Bragg fortement réfléchissants à la même fréquence de résonance. Ce défaut introduisant une transmission dans le plateau de réflexion (fig. 2.3) est en fait une cavité d'une grande finesse liée à la haute réflectivité du réseau de Bragg. C'est la méthode la plus simple pour créer un filtre optique capable de sélectionner en espace libre une fréquence de transmission avec une résonance au facteur de qualité important.

Traitement par la méthode des matrices de transfert

Plusieurs techniques permettent de résoudre les spectres transmis et réfléchis d'un objet multicouche quelconque sans pour autant déployer un ensemble de techniques numériques complexes. Nous verrons cependant que la résolution des équations de Maxwell permettent quand à elles de connaître le champ électrique et magnétique en tous points de la structure. Nous utilisons ici un formalisme de matrices 2×2 permettant de rendre compte de la propagation d'ondes planes [46].

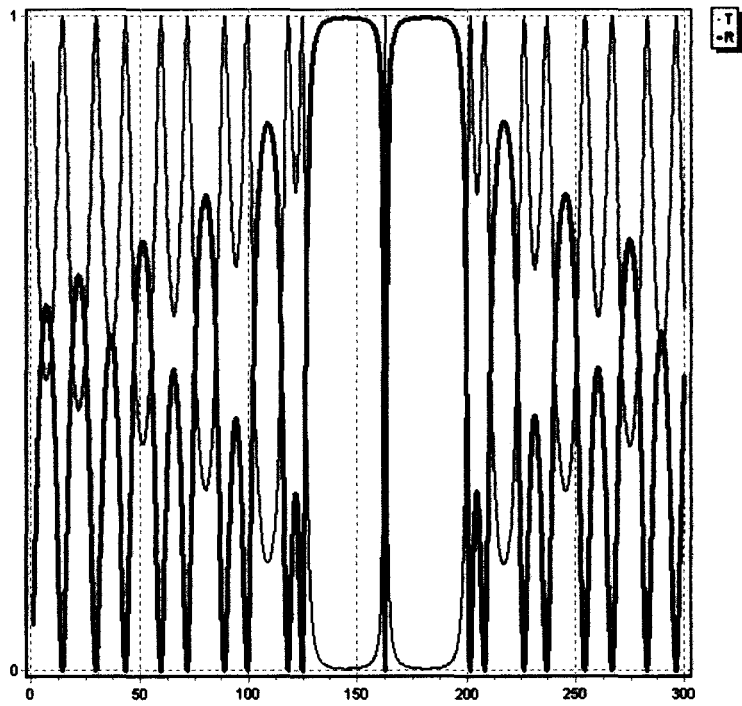


FIG. 2.3 – Transmission d'un miroir de Bragg incluant une cavité résonnante calculée par la méthode de matrices de transfert.

$$E(x) = \text{Droite} \exp^{-ik_x x} + \text{Gauche} \exp^{ik_x x} \equiv A(x) + B(x) \quad (2.3)$$

$$\begin{pmatrix} A(x_1^-) \\ B(x_1^-) \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} A(x_2^+) \\ B(x_2^+) \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

On distingue par + et - le champ donné après et avant le dioptre situé à la distance x_i , x étant l'axe de propagation. La propagation d'une onde plane à travers une couche se caractérise par un produit de 3 matrices. L'une est nécessaire à la propagation proprement dite (P_l), rendant compte uniquement du déphasage dans un milieu de longueur d et d'indice n . Les deux autres sont propres aux « demi-dioptres intérieurs » (D_l). Pour traduire la propagation des ondes électromagnétiques d'un milieu vers un autre il est nécessaire de définir deux matrices, permettant ainsi d'obtenir un dioptre complet (limite intérieure et extérieure de l'interface).

$$D_l = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ n_l \cos \theta_l & -n_l \cos \theta_l \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

$$D_l = \begin{pmatrix} \cos \theta_l & \cos \theta_l \\ n_l & -n_l \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

$$P_l = \begin{pmatrix} \exp(i\phi_l) & 0 \\ 0 & \exp(-i\phi_l) \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

La matrice totale est calculé à partir de la formule :

$$\begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} = D_0^{-1} \left(\prod_{l=1}^N D_l P_l D_l^{-1} \right) D_s \quad (2.8)$$

Il est ensuite aisé d'extraire les coefficients de transmission et de réflexion des éléments de cette matrice.

$$R = \left| \frac{M_{21}}{M_{11}} \right|^2 \quad (2.9)$$

$$T = \frac{n_s \cos \theta_s}{n_0 \cos \theta_0} \left| \frac{1}{M_{11}} \right|^2 \quad (2.10)$$

Sur la figure 2.4 nous avons schématisé 3 couches de matériau. La matrice M est un produit de 5 matrices nécessaire à rendre compte du transport du matériau 0 vers le matériau 2 au travers d'une couche d'épaisseur finie de matériau 1.

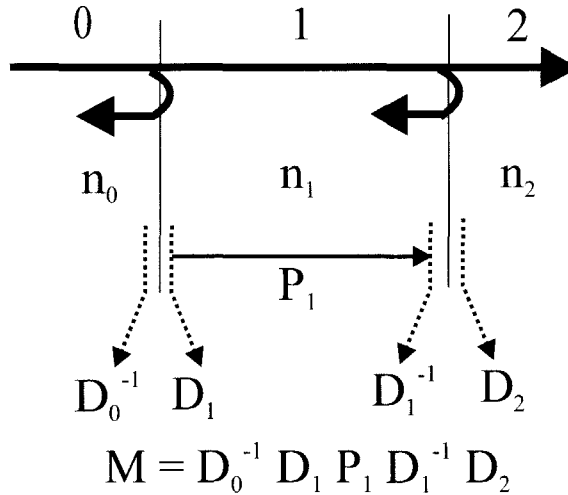


FIG. 2.4 – Schéma illustrant la modélisation de la propagation au travers trois matériaux par la méthode des matrices de transfert. Le transport au travers la couche 1 est modélisée par la matrice P . Pour rendre compte de la traversée d'un dioptré, un produit de deux matrices est nécessaire ($D_0^{-1} D_1$).

La courbe 2.5 montre le spectre obtenu par le système le plus simple : la couche unique. On observe un peigne de transmission propre au spectre du Perot-Fabry avec un intervalle spectral libre fixé par l'épaisseur de la cavité.

Sur la courbe 2.6, on peut distinguer la transmission d'un multicouche constitué d'un nombre réduit de bicouches et ne comportant au total que deux indices de réfraction. On observe un pic central de réflexion répété à intervalle régulier et une série d'oscillations secondaires. Chaque pic correspond à une condition d'interférence destructive au sein du système.

Si l'on augmente considérablement le nombre de bicouche, on se place dans le cas d'un miroir de Bragg. Le pic de réflexion s'élargit jusqu'à atteindre une limite fixée par le contraste d'indice.

Le cas d'un réflecteur de Bragg réel est différent. Pour le montrer nous nous placerons à présent dans le cas d'un système à trois indices. En effet, en plus des deux matériaux constituant la bicouche, vient s'ajouter l'espace libre englobant le tout. On vient ainsi ajouter un effet de cavité lié à l'épaisseur totale du miroir. Dans le cas idéal d'un système sans pertes, l'ensemble des bandes latérales a une

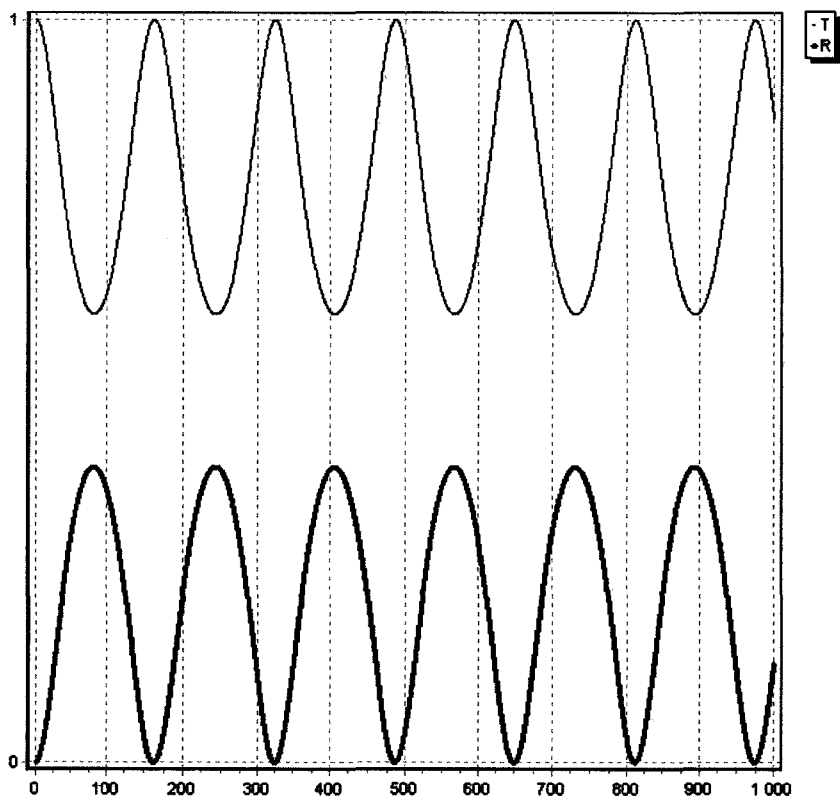


FIG. 2.5 – Peigne de transmission d'un Pérot-Fabry. Le spectre est obtenu pour une lame de quartz ($n = 2.1$) d'une épaisseur de $440 \mu m$ entourée d'air. (spectre gradué en GHz)

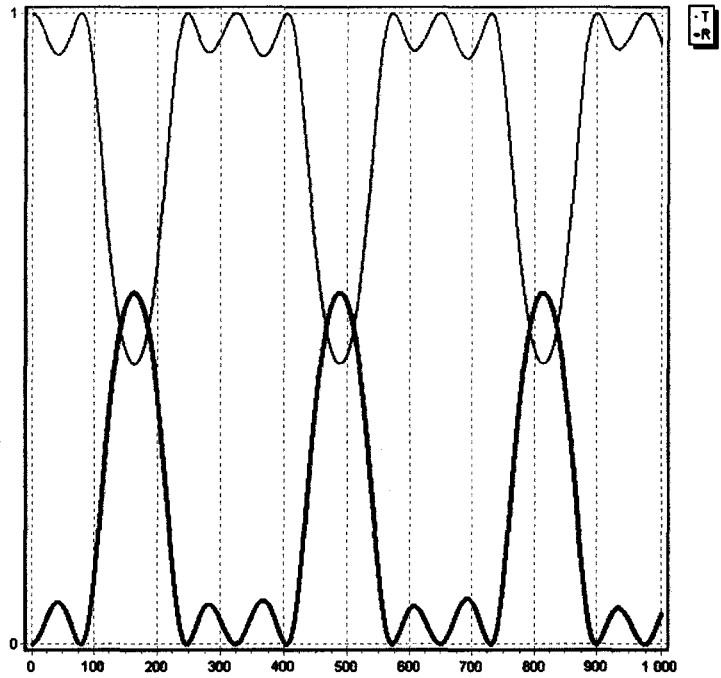


FIG. 2.6 – Transmission d'un système constitué d'un nombre de bicouche limité à 3. Les matériaux sont le silicium ($n = 3.4$) et le quartz ($n = 2.1$). Le système n'est pas entouré d'air mais de silicium (Bragg idéal).

transmission unitaire et l'allure du plateau de réflectivité tend à être identique un plateau d'un réseau idéal dans le cas d'un grand nombre de bicouches (fig. 2.7). Pour un nombre de couches limité, le pic réfléchi se sépare en deux lobes (fig. 2.8) avec un coefficient de réflexion plus faible.

L'ajout de la cavité au centre du réflecteur fait apparaître un pic de transmission au centre de la bande de réflexion (fig. 2.9) qui se déplace en fonction de l'épaisseur de cavité. La finesse augmente en fonction du nombre de bicouches. Au plus la réjection du miroir de Bragg est forte, au plus le facteur de qualité de cavité est grand. Ce coefficient est maximum au centre de la bande et se dégrade quand le pic de transmission s'en écarte.

Choix des matériaux et proposition d'un prototype

Pour la réalisation de la fonction de filtrage fréquentiel à des longueurs d'ondes millimétriques nous avons utilisé des bicouches constituées de Silicium et de Quartz. Les substrats de Silicium sont non dopés et d'épaisseur $135 \mu m$. Les substrats de silice sont en quartz cristallin avec une épaisseur de $220 \mu m$. Nous avons choisi le Silicium pour sa valeur élevée d'indice ($n = 3.4$) et son coût raisonnable. A fréquence fixée, un indice élevé implique une épaisseur faible ce qui n'est pas pénalisant en terme de fragilité pour un matériau ayant une bonne tenue mécanique. Pour un contraste d'indice élevé, nous avons choisi comme deuxième matériau la silice. En effet, l'indice de réfraction de ce matériau est faible ($n = 2.1$) en comparaison avec le Silicium [47]. Il existe plusieurs types de verres de silice disponibles sur le marché mais seul le quartz cristallin possède des pertes suffisamment faibles aux longueurs d'ondes millimétriques pour être utilisé dans une structure de grande épaisseur. De plus, certains verres possèdent des signatures spectrales à ces fréquences dues en particulier à la présence de dopants.

Confirmation de la méthode par la résolution des équations de Maxwell en 3-D

Pour résoudre les équations de Maxwell dans une structure à trois dimensions, un grand nombre de logiciels est disponible sur le marché. Pour confirmer les résultats obtenus précédemment et visualiser les champs électriques et magnétiques dans la structure étudiée nous avons utilisé le logiciel HFSS de Ansoft.

Les équations de Maxwell font intervenir les différentes grandeurs électromagnétiques correspondants aux différents matériaux présents dans la structure.

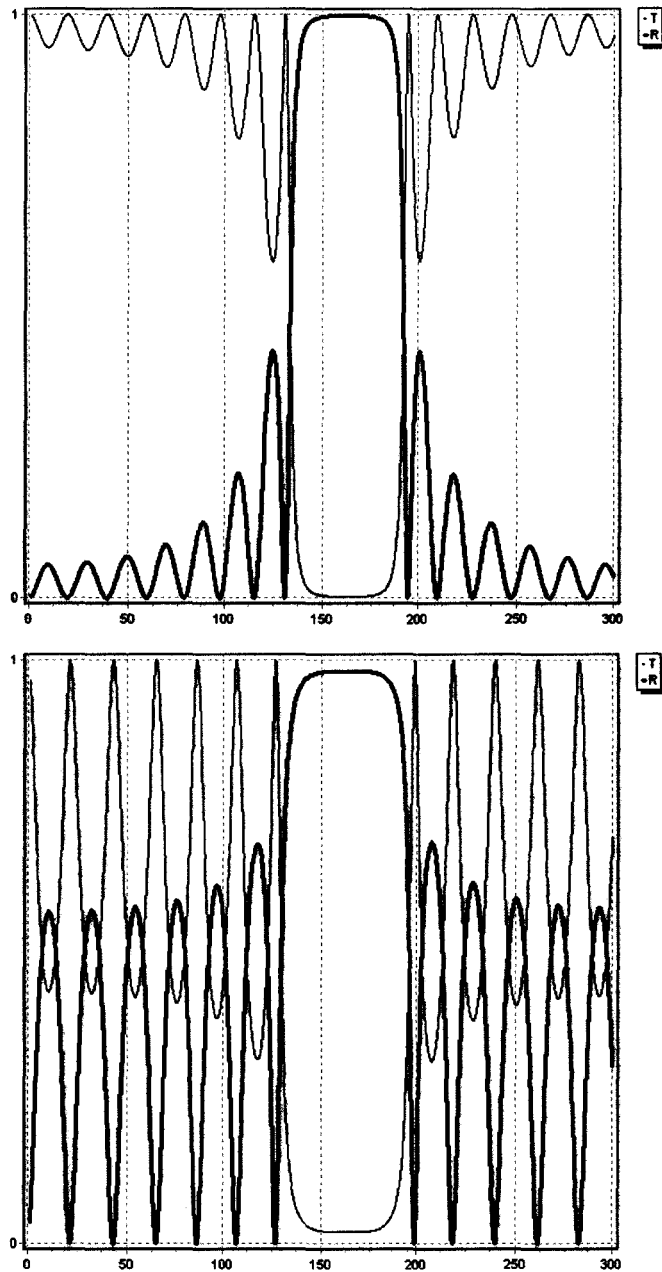


FIG. 2.7 – Comparaison entre deux réseaux de Bragg au grand nombre de bi-couches (9), simulé avec et sans air en limite extérieure. En haut, le cas sans air (idéal). En bas, le cas d'un miroir réel (avec air). Ce dernier montre une moins forte réjection. De plus, l'effet de surstructure venant de l'air fait apparaître des pics de transmission unitaire provenant des modes propres de la structure.

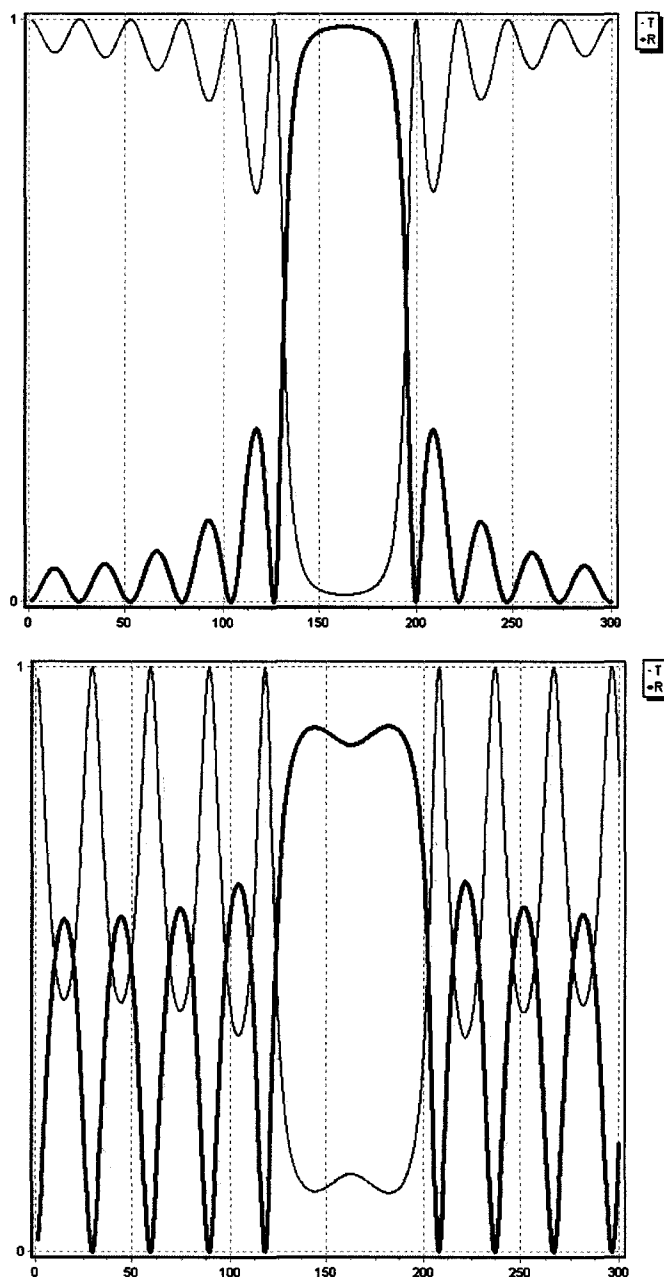


FIG. 2.8 – Comparaison entre deux réseaux de Bragg constitué d'un petit nombre de bicouches (5), simulé avec (bas) et sans air (haut) en limite extérieure. Les remarques sont les même que pour la comparaison précédente. Le ces du miroir réel fait ici apparaître un creusement du niveau de la bande interdite en son centre.

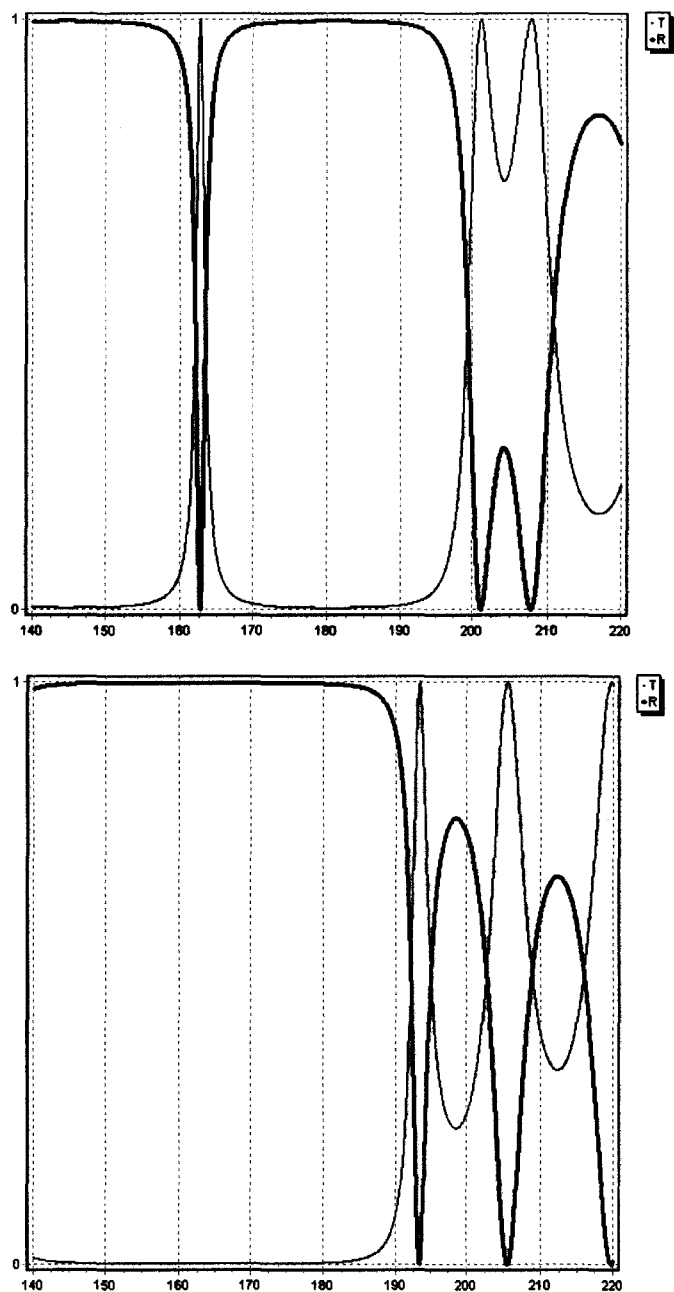


FIG. 2.9 – Simulation du spectre de réflexion avec (haut) et sans défaut (bas) dans la bande de fonctionnement de l'analyseur de réseau (140–200 GHz). Le défaut, en plus de modifier globalement le spectre, vient ajouter un pic de transmission au centre de la bande interdite à une fréquence de 162.5 GHz.

$$\nabla \wedge \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + j\omega \epsilon \mathbf{E} \quad (2.11)$$

$$\nabla \wedge \mathbf{E} = -j\omega \mu \mathbf{H} \quad (2.12)$$

HFSS fait apparaître plusieurs paramètres ajustables. Tout d'abord ϵ_r et μ_r sont les parties réelles respectivement de la permittivité et de la perméabilité. Ensuite les pertes diélectriques sont décrites par $\tan \delta_e$ avec la permittivité complexe. $\tilde{\epsilon}_r = \epsilon_r (1 - j \tan \delta_e)$. Enfin, il est possible de préciser la conductivité électrique σ .

Pour délimiter la zone simulée on ajoute des conditions aux limites sur chaque plan servant à délimiter le volume de simulation. Cela peut être un port d'entrée modélisant une surface d'entrée/sortie de l'énergie. Les autres conditions sont de type absorbantes ou ce sont des murs électromagnétiques (\mathbf{E} ou \mathbf{H} est normal à la surface délimitant le volume à simuler). Ces dernières sont appelées *perf E* et *perf H*. Dans le cas d'une utilisation exclusive de conditions absorbantes, on parle de structure ouverte alors que l'utilisation de *perf E* et *perf H* permet de transformer la zone simulée en un guide d'onde : la structure est fermée et simule le plus souvent une structure périodique (condition périodiques). Parfois, l'utilisation de condition non-absorbantes suffit à imposer la polarisation de l'onde se propageant dans le milieu sans qu'il soit nécessaire de la préciser au niveau du port d'entrée.

Le code de simulation de ce logiciel utilise une méthode d'éléments finis. Dans un premier temps on définit un maillage. Celui-ci représente la division de la structure en un nombre fini de tétraèdres. Les dimensions de ces tétraèdres sont choisies très petites devant la longueur d'onde et devant les grandeurs géométriques du système. Les vecteurs de champs électrique et magnétique sont calculés seulement sur les points principaux tels que les sommets ou les milieux d'arête. A l'intérieur des volumes élémentaires, le champ est interpolé. Grâce à cette décomposition, les équations de Maxwell peuvent être résolues par des techniques numériques matricielles. Nous ne détaillerons pas d'avantage le fonctionnement de ce logiciel car cela sortirait du cadre de ce manuscrit.

Le réseau de Bragg a été étudié en incidence normale avec HFSS. De ce fait la polarisation de l'onde n'influe pas sur les résultats. Nous avons choisi une boîte de simulation fermée. De plus les diélectriques et semi-conducteurs ont été choisis sans pertes. Les résultats obtenus par cette méthode confirme les courbes de transmission simulées par le modèle des matrices de transfert (Yeh). Cependant l'intérêt principal de cette simulation réside dans le fait qu'il

est possible de visualiser les champs E et H dans la structure.

Sur la figure 2.10 nous avons tracé le champ électrique au sein du miroir contenant le défaut (cavité à fort coefficient de qualité). On remarque que le champs pénètre dans le miroir sous forme d'une onde évanescente. L'amplitude du champ décroît exponentiellement ($E \propto \exp^{-\beta z}$). A la fréquence de résonance de la cavité (mode fondamental du défaut) on remarque l'apparition d'une onde stationnaire (fig. 2.11) avec un maximum de champ localisé dans le défaut. On peut parler de couplage de l'onde évanescente avec le premier mode résonnant longitudinal de la cavité. L'onde peut ainsi traverser le système dans sa bande interdite assistée par un mode longitudinal de la cavité.



FIG. 2.10 – Visualisation du champ électrique évanescent $|E|$ pour une fréquence comprise dans la bande interdite et éloignée de la fréquence de résonance du défaut.

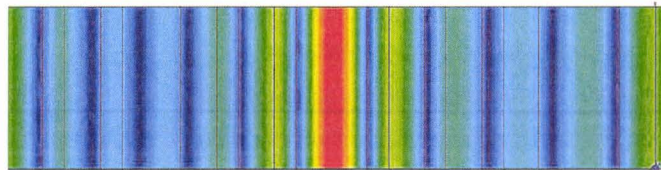


FIG. 2.11 – Visualisation du champ électrique $|E|$ dans le miroir de Bragg à la fréquence de résonance de son défaut.

2.1.2 Banc de caractérisation et résultats expérimentaux

Dans le but caractériser la cavité constitué du miroir de Bragg et son défaut, nous avons dans un premier temps effectué des mesures dans la gamme de fréquences 140-220 GHz en espace libre à l'aide d'un cornet (antenne). Pour ce faire nous avons fait appel à deux types de caractérisation comme indiqué sur la figure 2.12 : en champ proche (cavité proche du cornet) et en champ lointain (utilisation d'un miroir parabolique pour planariser le front d'onde).

Le banc de caractérisation est constitué d'un analyseur de réseau vectoriel (décrit plus en détail dans le premier chapitre). Celui-ci permet de générer et détecter une onde dans la gamme de fréquence 140 – 220 GHz. Pour rayonner et détecter cette onde, on utilise un cornet (Millitech) adapté à ces fréquences (fig. 2.13).

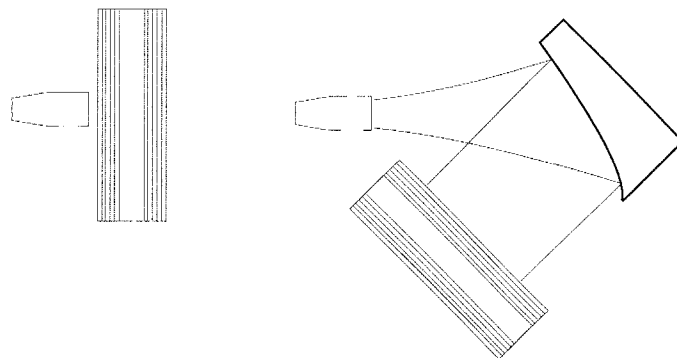


FIG. 2.12 – Schémas représentant les deux conditions expérimentales proposées pour la caractérisation par VNA de la cavité à fort coefficient de qualité. A gauche, la condition de champ proche. La cavité est placée en sortie de cornet sans dispositif de correction du front d'onde. Dans ce cas la quasi totalité du rayonnement réfléchi par la cavité rentre dans le cornet sans difficultés d'alignement. A droite, la condition de champ lointain. On utilise un miroir parabolique qui a le même effet qu'une lentille. Le front d'onde arrivant sur la cavité est plan à condition que le point focal du miroir soit confondu avec le point source du cornet.

Le miroir parabolique est un objet dont les propriétés se rapprochent fortement de celles d'une lentille (figure 2.14 donnée par le constructeur). En effet, la courbure du miroir suit une fonction parabolique ce qui confère au miroir les propriétés suivantes. Tout d'abord, il n'est pas symétrique. Cela signifie qu'il possède un « sens » propre à une utilisation standard. L'angle défini par le faisceau incident et le faisceau réfléchi est fixé par le constructeur (dans notre cas environ 45°). Ensuite, il modifie le front d'onde comme le fait une lentille. De ce fait il possède une distance focale. Le miroir parabolique est utilisé ici dans le but de planariser le front d'onde en sortie de cornet. Le miroir de Bragg constitué du multi-couche est monté dans un porte-lentille de diamètre 2 pouces. Le miroir parabolique et le miroir de Bragg sont montés sur vis micrométrique. L'utilisation d'un unique cornet nous impose d'effectuer des mesures en réflexion. Des limitations sur les performances des mesures apparaissent en raison de l'absence de calibration. Les mesures effectuées en l'absence de miroir parabolique sont obtenues en plaçant le réflecteur de Bragg directement en sortie de cornet.

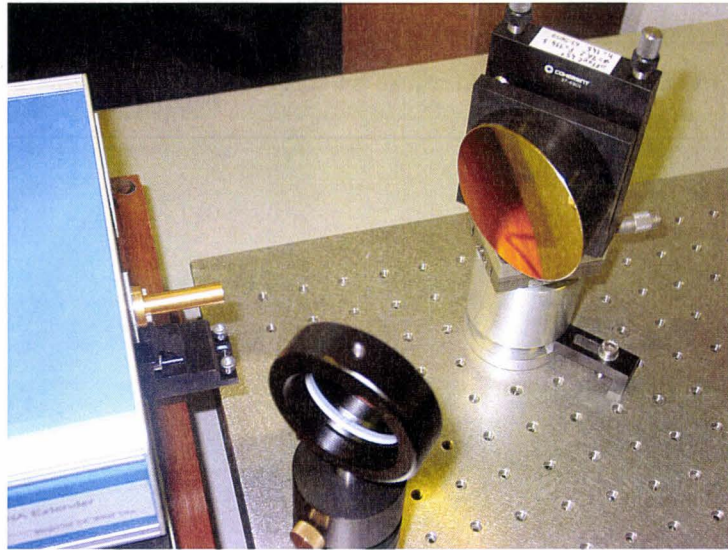


FIG. 2.13 – Photo du banc de caractérisation.

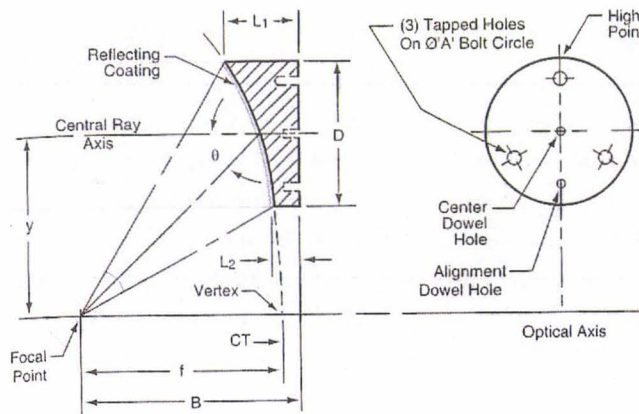


FIG. 2.14 – Schéma du miroir parabolique utilisé au sein du montage. Le miroir est fabriqué à partir d'une génératrice cylindrique mais l'est pas à symétrie radiale en raison de son angle de fonctionnement. Ces données sont fournies par *Coherent* [48].

Discussion des résultats

Les difficultés d'alignement nombreuses dues à l'impossibilité de visualiser le faisceau rendent difficile la mesure et l'extraction du facteur de qualité de la cavité en particulier avec l'utilisation du miroir parabolique. Pour faciliter l'alignement du faisceau, nous utilisons différents moyens et en particulier une diode laser émettant dans le visible. Le miroir est suffisamment réfléchissant à cette longueur d'onde pour permettre l'alignement du faisceau réfléchis vers la sortie du cornet. Pour parfaire l'alignement, le signal réfléchi au centre du plateau est maximisé. Les résultats obtenus avec et sans miroir parabolique donnent un assez bon accord avec les simulations numériques effectuées avec HFSS et le modèle matriciel. Sur la figure 2.15, nous avons comparé la théorie avec la mesure expérimentale. Cette mesure a été effectuée avec le miroir de Bragg disposé à une distance très petite du cornet (de l'ordre du centimètre), nous ramenant quasiment à des conditions de champ proche. Le courbe expérimentale (rouge) correspond parfaitement à la courbe théorique calculée par HFSS (bleu) à ceci près qu'il subsiste un décalage supérieur à 5 GHz entre celles-ci. Le niveau de réjection du plateau de réflexion est d'environ -5 dB alors qu'il est théoriquement de 0 dB. La bande interdite s'étant expérimentalement jusqu'à environ 193 GHz et le pic de transmission du au défaut est localisé à environ 156 GHz. Une série d'ondulation est visible jusqu'à 220 GHz (deux maxima) correspondant aux multiples modes propres présents dans la bande de transmission.

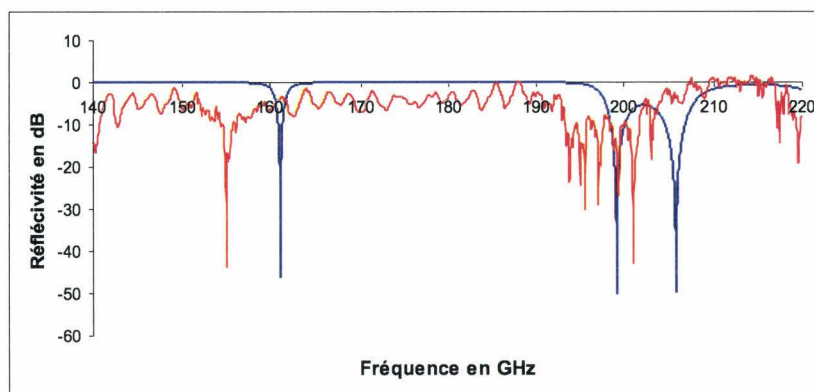


FIG. 2.15 – Spectre de réflexion du miroir de Bragg mesuré en sortie de cornet (rouge) et simulé par HFSS (bleu). La distance entre le miroir et la sortie du cornet est de l'ordre du centimètre. La cavité constituée du miroir et de son défaut centré est formée de 10 bicouches et d'un défaut de $440 \mu\text{m}$ soit un nombre de 22 substrats.

Il apparaît une multitude d'oscillations sur le spectre réfléchi qui s'apparente à un mélange de bruit et de réflexions multiples entre les différents éléments du banc de caractérisation. La seconde mesure a été effectuée avec le miroir parabolique, c'est-à-dire avec un faisceau incident collimaté (fig. 2.13). Dans ce cas, une hypothèse de champ lointain peut être faite permettant de faire l'approximation de l'onde plane. Le champ de l'onde étant invariant transversalement, le vecteur d'onde est de même direction en tout point du front d'onde, ce qui n'est pas le cas d'un faisceau quelconque. Malheureusement, cette condition rend plus critique l'alignement des éléments du banc de caractérisation que la condition de champ proche. L'intervalle spectral des ondulations « parasites » observées est plus petit dans le cas d'une mesure en champ lointain (avec miroir parabolique) (fig. 2.16) car les distances entre les différents éléments sont plus grandes. Il apparaît ainsi plusieurs cavités et en particulier celle formée entre le miroir de Bragg et le cornet et surtout la tête métallique où vient se fixer celui-ci. Sur cette même figure, nous avons superposé les mesures en champ proche (rose) et lointain (bleu). La forme de la courbe de transmission est conservée. On remarque néanmoins que la mesure en champ lointain n'apporte pas d'information et a pour principal effet de dégrader le coefficient de qualité de la résonance de la cavité.

En condition de champ proche, on obtient une finesse importante du pic correspondant à la résonance du défaut. On estime la largeur mi-hauteur à plusieurs gigahertz. La largeur théorique de ce pic est de l'ordre du gigahertz. Le facteur de qualité se calcule en mesurant la largeur à mi-hauteur de la résonance tel que $Q = \frac{\nu}{\Delta\nu}$ avec $\Delta\nu$ la largeur. La mesure en réflexion fortement perturbée par les oscillations ne permet pas d'obtenir ce facteur avec une grande précision. Si on estime la largeur du pic à mi-hauteur à environ 3 GHz, on en déduit un facteur de qualité de 50.

Incertitude sur la détermination des indices de réfraction et sur l'épaisseur

Malgré un accord relatif entre la mesure et le calcul, on remarque une légère variation entre la courbe théorique et expérimental (translation d'environ 5 GHz). Dans un premier temps, l'incertitude sur les indices de réfraction des différents matériaux peut expliquer un faible désaccord entre ces deux courbes.

L'autre paramètre influant sur le résultat est l'épaisseur de chaque couche. En effet, les épaisseurs sont garanties à environ 15 microns près. Cela représente une erreur de 7 % sur l'épaisseur d'un substrat de quartz. Pour maîtriser

au mieux l'épaisseur des couches, les techniques d'amincissement et de polissage mécano-chimique permettent de fabriquer des couches dont l'épaisseur est contrôlée au micron ce qui aurait permis d'obtenir une erreur inférieure à 1 % .

Incertitude sur la distance entre chaque couche

Le dernier effet indésirable responsable d'un décalage en fréquence sur le spectre réfléchi est le placage des substrats les uns sur les autres. En effet, il est difficile de contrôler la distance exacte entre chaque matériau sachant que dans le cas idéal elle doit être nulle. Le réflecteur de Bragg assemblé avec son défaut possède 22 couches et le dispositif de serrage ne permet pas de contrôler ces distances. De plus, la présence d'une imperfection de quelques microns suffit à induire une fine couche d'air entre deux substrats. Le déphasage induit par une série de couche d'air paraît faible devant la propagation d'une onde dans plusieurs millimètres de diélectrique et semi-conducteur mais l'épaisseur d'un film mince d'air n'est pas négligeable devant l'épaisseur d'une bicouche. La figure 2.17 montre le déplacement du spectre induit pas l'adjonction d'une épaisseur de $15 \mu m$ d'air entre chaque couche. le calcul démontre que cette épaisseur est suffisante pour permettre à la courbe simulée de concorder parfaitement à la mesure.

Malgré cette démonstration probante, il est peu probable qu'une telle épaisseur d'air soit intercalée entre chaque substrat. En effet, cette épaisseur correspond à l'erreur admise sur les épaisseurs de substrats lors de leurs fabrications.

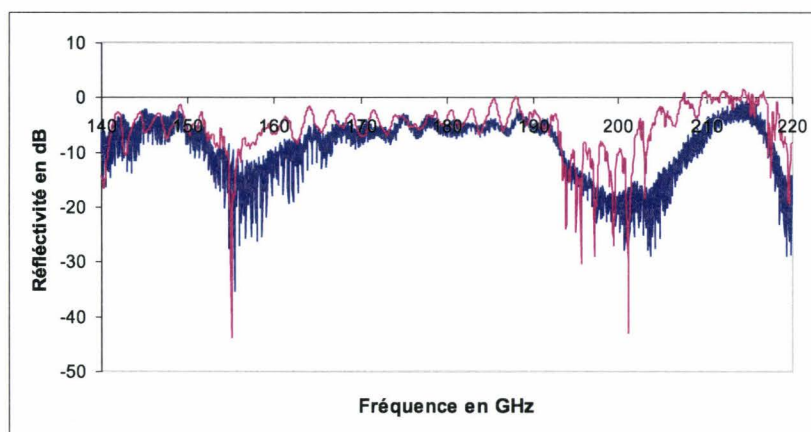


FIG. 2.16 – Mesures effectuées en champ proche (rose) et lointain (bleu).

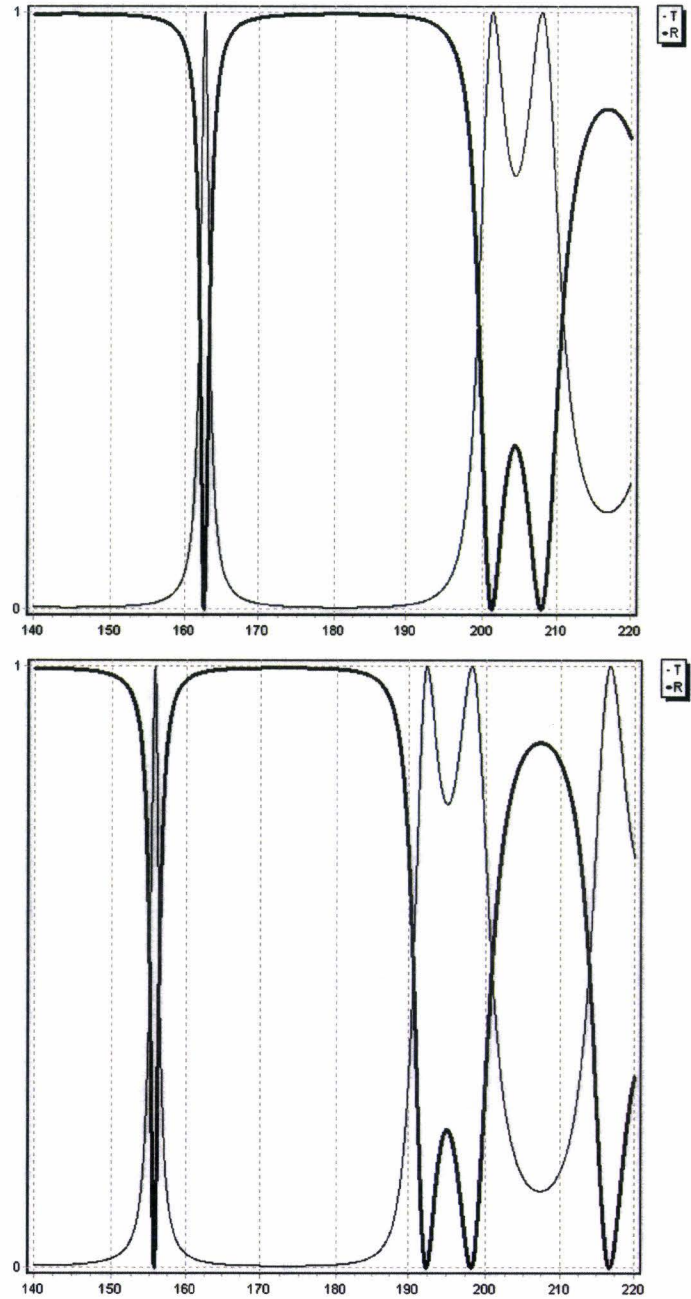


FIG. 2.17 – Translation du spectre de réflexion dans la fenêtre 140-220 GHz, induit par l'ajout de $15\ \mu\text{m}$ d'air entre chaque couche. En bas, le spectre après ajout des films d'air entre chaque couche. Le pic de transmission subit décalage vers le rouge d'environ 5 GHz.

Il est de ce fait plus probable que le déphasage éventuel dû à la variation d'épaisseur d'une couche de diélectrique produise un effet plus important sur le spectre de transmission que l'ajout d'une couche d'air d'épaisseur équivalente. Nous pouvons donc conclure que l'incertitude sur le couple indice/épaisseur est responsable du décalage spectral de la courbe de transmission et qu'il est peut probable que cela provienne d'une incertitude sur l'assemblage du dispositif.

Mesures du déplacement angulaire du défaut

La longueur de cavité traversée par le rayonnement dépend de l'angle incident du rayonnement en sortie de cornet (fig. 2.18). En condition de champ proche, on suppose que la distance entre le cornet et le miroir de Bragg est suffisamment faible pour que le spot réfléchi soit majoritairement compris dans l'entrée du cornet malgré un désalignement induit par l'étude angulaire. Quand l'angle augmente, la fréquence centrale du plateau de réflexion diminue car l'épaisseur de la cavité augmente. Lors de cette étude, il apparaît un déplacement en fréquence du pic de transmission ainsi que l'ensemble des oscillations présentes sur le spectre. Sur la figure 2.19, sont reportés les fréquences correspondant à la résonance de la cavité mesurée pour différents angles (entre 0 et 5 degrés). On remarque qu'il est impossible d'extraire un paramètre de robustesse angulaire car le déplacement réel du pic est masqué par le déplacement total du spectre et en particulier les oscillations. Sur la courbe est reporté le déplacement fréquentiel du pic de plus forte transmission ainsi que ses deux plus proches voisins au sein du plateau de réflexion. On remarque que l'ensemble se déplace avec la même sensibilité (pentes identiques sur la courbe 2.19). Il est de ce fait impossible de discerner le déplacement de la bande de transmission induite par le défaut du déplacement des multiples oscillations présentes dans le spectre. En effet, ces oscillations se déplacent elle aussi pour les mêmes raisons. Malgré cela, on remarque sur la figure fig. 2.20 qu'un maximum de transmission est atteint pour un angle d'environ 2.2 degrés ce qui signifie que le pic transmis et les oscillation parasites ne se déplacent pas spectralement à la même « vitesse » (avec la même sensibilité). Ce maximum apparaît quand la fréquence du pic du défaut est commune à un de des pics du aux ondulations. La pente des courbes correspondants au pics voisins est la même, ce qui conforte cette hypothèse. L'extraction de la valeur de la pente d'une des droite donne la robustesse angulaire des cavités parasites et combinée avec la cavité formée du Bragg et son défaut.

Le principal intérêt de cette étude est de montrer s'il est possible d'expliquer le désaccord entre théorie et expérience par une incertitude sur l'angle d'inci-

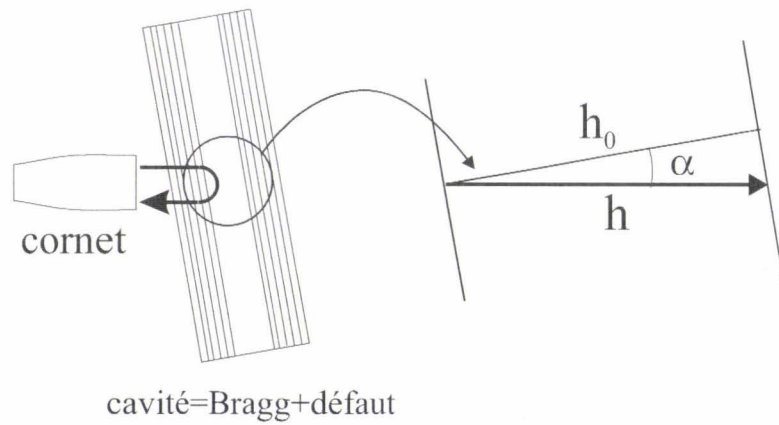


FIG. 2.18 – Schema montrant l'étude de la robustesse angulaire dans des conditions de « champs proche ». La cavité est inclinée d'un angle α . L'épaisseur effective du défaut augmente inversement proportionnellement à $\cos \alpha$. h_0 est l'épaisseur du défaut et h est l'épaisseur traversée par le rayonnement.

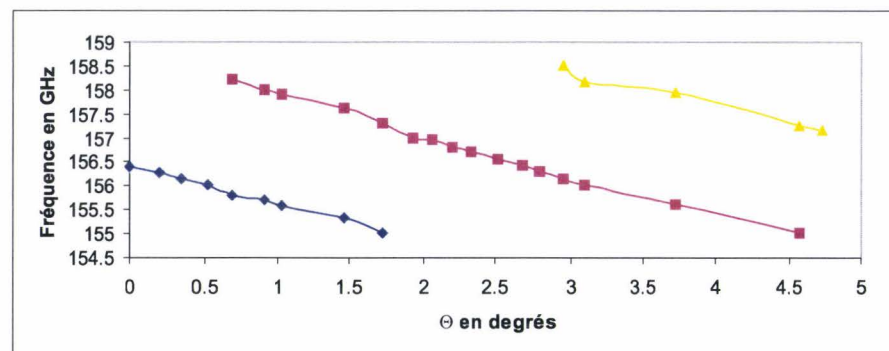


FIG. 2.19 – Fréquence du pic de transmission en fonction de l'angle d'incidence. Les trois couleurs représentent 3 proches voisins sur le spectre réfléchi.

dence du rayonnement. L'extraction de la pente des droites de la figure 2.19 permet de montrer qu'un désalignement de 5 degrés induit un déplacement de approximativement 5 GHz du pic de résonance ce qui correspond à l'écart entre la théorie et l'expérience. Cet angle est trop important pour être la cause de ce décalage. De plus, lors de la mesure, pour suivre le pic, il est nécessaire de passer d'une droite à l'autre (sur la figure 2.19) ce qui donne un résonateur plus robuste (moins sensible à l'angle d'incidence). Essayons de modéliser la robustesse par une relation simple :

$$\cos \alpha = \frac{h_0}{h} = \frac{f}{f_0} \quad (2.13)$$

avec α l'angle d'incidence du rayonnement, h_0 l'épaisseur du défaut, h l'épaisseur de matériau traversée, f_0 la fréquence de résonance du défaut et f la fréquence de résonance en fonction de l'angle. Pour un angle d'incidence de 5 degrés, la fréquence de résonance est déplacée d'environ 0.6 GHz ce qui apparaîtrait comme une droite quasi horizontale sur la figure 2.19 et ne correspond pas à la sensibilité angulaire mesurée expérimentalement sur la figure.

Etude de l'intervalle spectral libre en fonction de la distance entre le miroir et le cornet

Dans le but de s'assurer de l'origine des oscillations parasites présentes systématiquement sur le spectre de réflexion, une étude de l'intervalle spectral libre correspondant à une cavité équivalente (de longueur d) a été calculé (fig. 2.21).

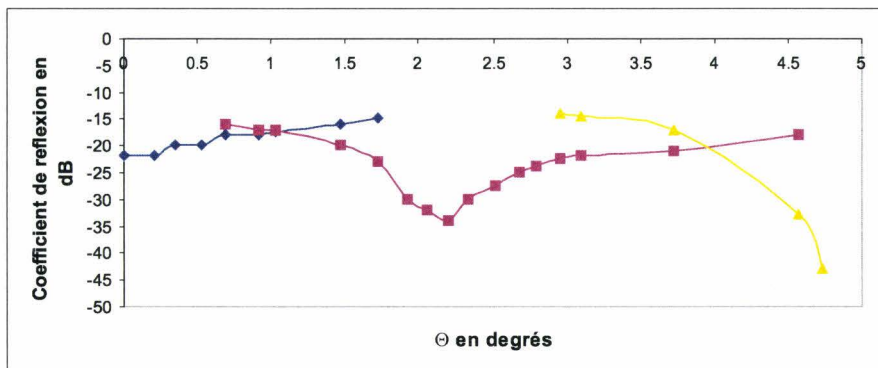


FIG. 2.20 – Amplitude des mêmes trois pics de transmission en fonction de l'angle d'incidence. La réflexion correspondant à la courbe rose (pic central) passe par un minimum atteint pour 2.2 degrés.

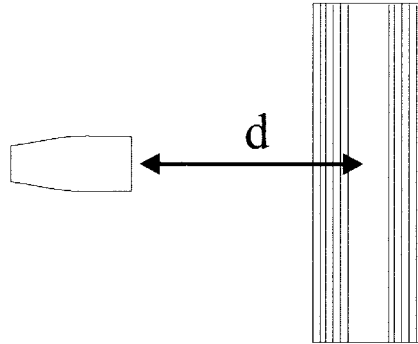


FIG. 2.21 – Dans cette étude nous faisons varier la distance d entre le cornet et la cavité. Une cavité externe se forme entre ces deux éléments. L'ajout d'une cavité étendue induit l'apparition d'une modulation sur le spectre de réflexion de la cavité constituée de la cavité interne (défaut).

En effet, l'ajout d'une cavité externe, par exemple entre le cornet et le miroir de Bragg, suffit à démontrer l'apparition d'ondulations sur le spectre comme indiqué sur la figure 2.23. Dans ce but nous avons fait varier la distance entre le cornet et le miroir. La figure représente une superposition d'une partie du spectre correspondant au plateau de réflexion pour différentes distances (fig. 2.22). On remarque que l'intervalle spectral diminue quand la distance augmente mais qu'il est difficile de remonter jusqu'à la longueur de cavité réelle même si l'ordre de grandeur est vérifié (fig. 2.24).

2.2 Caractérisation d'un réseau de Bragg par mesure large-bande

2.2.1 Description de la méthode et mesures préliminaires

La fenêtre de caractérisation de l'analyseur de réseau utilisé limite la mesure à 220 GHz. Cela ne suffit pas pour observer les bandes interdites ainsi que les bandes de transmission supérieures. Nous avons eu recours à une technique de mesure dans le domaine temporel (figure 2.26). Les mesures obtenues par cette technique ont été effectuées sur le banc de caractérisation terahertz du Laboratoire de Physico Chimie de l'Atmosphère à Dunkerque. On utilise une source optique pulsée générant des impulsions d'une largeur de l'ordre de 100 fs. Ces impulsions sont converties en impulsions électriques dont la largeur spectrale est de plusieurs terahertz. La principale différence entre les techniques de mesures

2.2 Caractérisation d'un réseau de Bragg par mesure large-bande 57

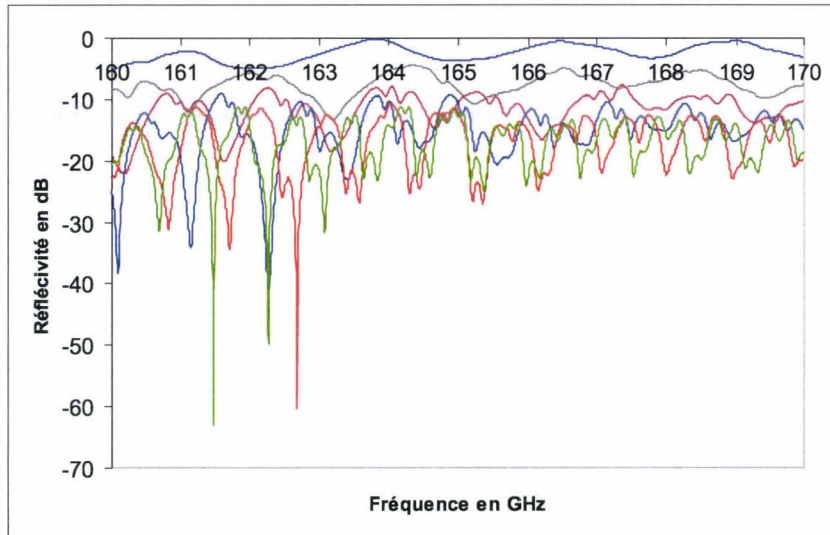


FIG. 2.22 – Superposition de plusieurs oscillations sur le spectre correspondant à des distances différentes entre le cornet et le miroir de Bragg (1, 3, 6, 9 et 12 cm).

continues et pulsées réside dans le fait que les ondes électriques pulsées ne sont pas tout à fait des ondes terahertz, mais plutôt des impulsions souvent mono-cycle (une seule période) dont le spectre équivalent (transformée de Fourier) se situe dans la gamme terahertz. Pour mesurer le signal transitoire en sortie de composant, il est nécessaire d'effectuer un échantillonnage pour reconstituer la courbe temporelle. Cet échantillonnage n'a pas lieu dans le cadre d'une mesure fréquentielle. Par contre, il est nécessaire d'effectuer une mesure en chaque point de fréquence.

Dans le montage, le faisceau optique est focalisé sur un photocommutateur ultra-rapide chargé par une antenne large-bande. Les photons émis par le laser sont absorbés dans le matériau du photodétecteur et sont convertis en paires électron-trou. Le photocommutateur est polarisé, ce qui accélère les porteurs de charges. Il apparaît un courant dans les bras constituant l'antenne dipôle. Cette impulsion de courant est rayonnée par l'antenne sous forme d'une onde électromagnétique large-bande. Les sources utilisées ici sont de type planaires ou verticales. Les sources planaires sont constituées de peignes interdigités déposés sur GaAs-BT. Ce matériau possède des porteurs de faible durée de vie ce qui est propice à la création d'impulsion électrique de courte durée. Le peigne est polarisé. De ce fait, le matériau converti l'impulsion optique absorbée en

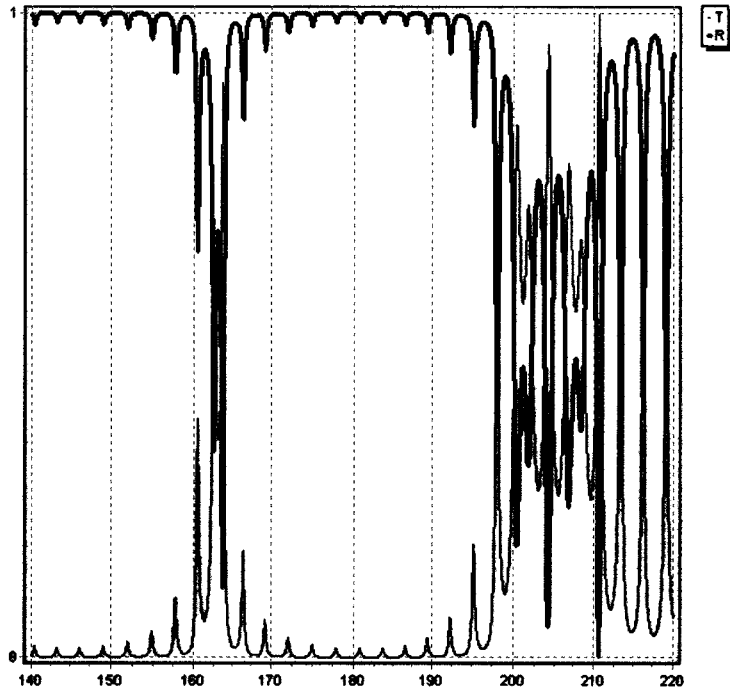


FIG. 2.23 – Simulation de l'effet d'une cavité externe entre le miroir et le cornet d'une distance de 5 cm. A l'image des résultats expérimentaux, on remarque qu'une multitude d'ondulation vient se superposer au spectre. Ces ondulations parasites ont pour effet de détériorer la finesse du pic de résonance du défaut.

impulsion électrique Terahertz. Le peigne est chargé par une antenne. Celle-ci à pour but de rayonner l'impulsion. Elle sert donc d'élément d'adaptation entre la source et l'espace libre. Une lentille fixée à la source a pour but de limité la divergence du faisceau émis.

On distingue sur la courbe 2.25 un maximum (centré autour de 300 GHz) caractéristique d'une source large-bande en espace libre. En effet, le champ THz est proportionnel à la variation du vecteur courant. Le champ électrique tend vers 0 pour les basses fréquences et pour les hautes fréquence, par conséquent il passe par un maximum.

La largeur de la bande d'émission est liée à la largeur du pulse optique ainsi qu'à l'ensemble des temps caractéristiques de l'interrupteur photo-électrique (temps LC dû à la géométrie des électrodes, temps de vie des porteurs et temps de transit des porteurs entre les électrodes). Une différence majeure réside entre

2.2 Caractérisation d'un réseau de Bragg par mesure large-bande 59

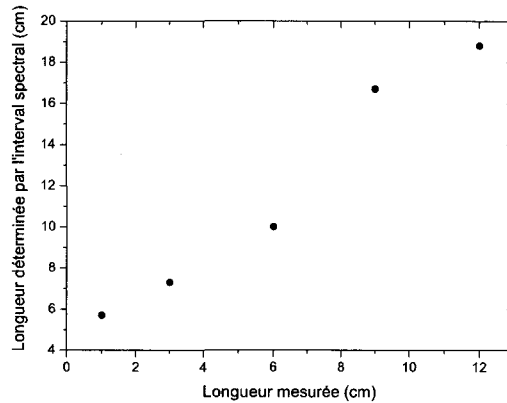


FIG. 2.24 – Comparaison entre les longueurs de cavités externes mesurées et les longueurs calculées par la mesure d'intervalles spectrales. Il est difficile de remonter jusqu'à la longueur exacte de la cavité à partir de l'intervalle spectral même si l'ordre de grandeur de celle-ci est respecté.

la génération par photocommutation sur ligne de transmission et la génération par photocommutation sur un antenne. Dans le cas d'une génération sur une ligne l'ensemble du spectre est généré, y compris les basses fréquences.

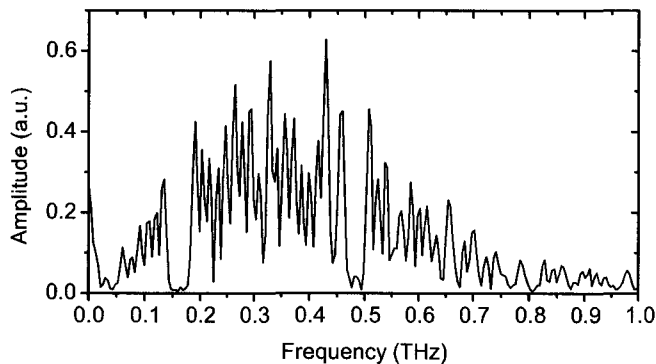


FIG. 2.25 – Exemple de spectre large bande transmis par le miroir de Bragg. On remarque que le spectre émis par la source possède un maximum autour de 300 GHz.

La technique de mesure de l'onde transmise est très peu différente de celle

utile à la génération. On dérive une partie du faisceau optique grâce à une lame séparatrice. Ce second faisceau est focalisé sur le photocommutateur d'échantillonnage. Les photons absorbés vont eux aussi générer des porteurs, mais ceux-ci sont accélérés par le rayonnement terahertz transmis par le prototype. Il se crée un photocourant lié à la présence au même moment, dans le matériau absorbant, de l'impulsion optique et de l'impulsion terahertz. Ce courant est mesuré par un ampèremètre car le laser pulsé possède un taux de répétition important permettant à l'instrument de mesure d'extraire un courant moyen.

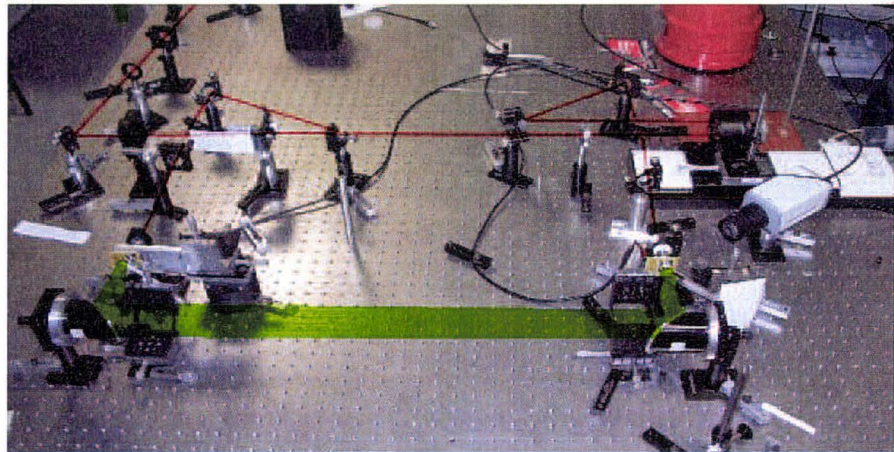


FIG. 2.26 – Banc de mesure terahertz du Laboratoire de Physico Chimie de l'Atmosphère à Dunkerque. Les faisceaux optique (rouges) transporte des impulsions optiques de courte durée (100 fs). En vert, le faisceau THz.

La courbe 2.27 montre une mesure de transmission du réseau de Bragg étudié précédemment par VNA. On distingue parfaitement les deux premières bandes interdites chiffrées à 160 GHz et 480 GHz. Entre chaque bande interdite, une bande de transmission montre de nombreuses résonances caractérisant les modes du résonateur Pérot-Fabry formé par l'épaisseur totale de l'objet. La seconde courbe caractérise la phase. Son évolution est accidentée lors du passage par chaque bande interdite car elle n'a pas de signification pour une onde évanescente.

Sur la courbe 2.28, nous avons comparé la transmission normalisée extraite par la technique de mesure avec la transmission modélisée par la méthode des matrices de transfert. Nous avons pris comme indice du quartz 2.1 et 3.42 pour l'indice du silicium. La courbe expérimentale est normalisée par le spectre mesuré « à vide ». En pointillé, la structure a été simulée par la méthode des matrices

2.2 Caractérisation d'un réseau de Bragg par mesure large-bande 61

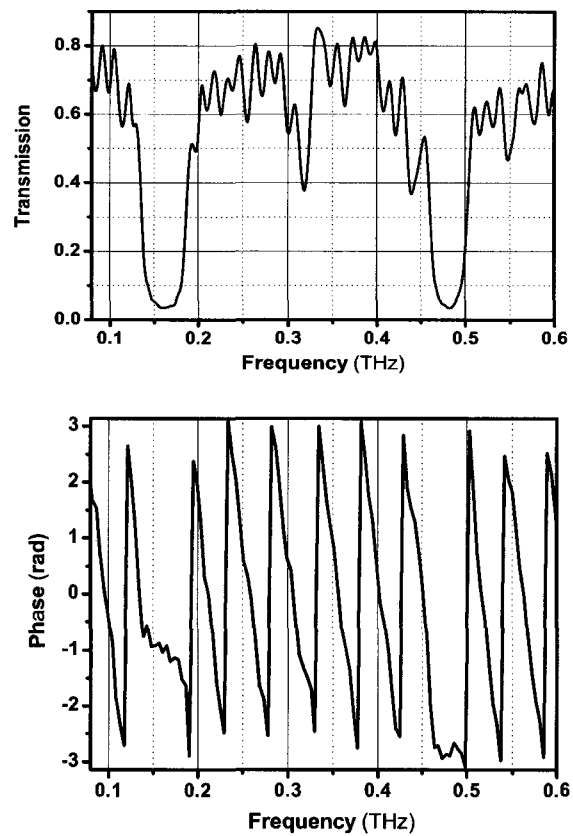


FIG. 2.27 – Spectre de transmission du réseau de Bragg. En haut, l'amplitude de transmission. En bas, la phase. Sur le spectre de transmission, apparaissent les deux bandes interdites centrées à 160 GHz et 480 GHz. En plein centre de la bande de transmission, il existe un pic de réflexion (320 GHz) correspondant à un résidu de bande interdite dû à un léger désaccord de la condition de Bragg.

de transfert. La mesure, en trait continu, donne un résultat différent, en particulier pour les bandes de transmission. Chaque pic de transmission présent dans la bande ne remonte pas jusqu'à l'unité. Chacun d'autre eux représente un mode propre de la cavité (17 dans cette simulation). De plus, un pic de réflexion apparaît au centre de la bande de transmission. Ces différences sont dues aux incertitudes sur les paramètres du système induisant un désaccord de la relation de Bragg.

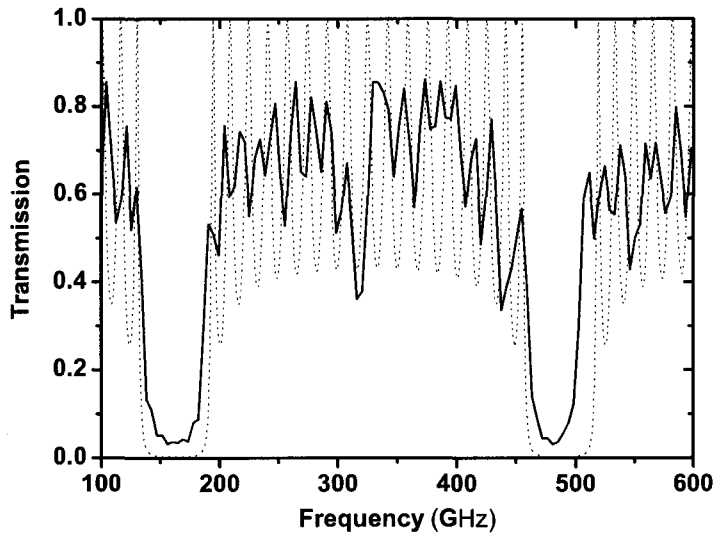


FIG. 2.28 – Comparaison du spectre mesurée (normalisé par le spectre d'entrée) avec la transmission modélisée par la méthode des matrices de transfert. La simulation est effectuée pour un ensemble de 10 bicouches.

On introduit à nouveau le défaut au coeur du miroir de Bragg. Celui-ci fait apparaître un pic de transmission d'une grande finesse caractéristique d'une cavité au grand facteur de qualité (figure 2.29). Ce résultat confirme la mesure obtenue par analyseur de réseau. Il est malgré tout difficile de mesurer le coefficient de qualité d'une telle cavité car la résolution fréquentielle du banc de caractérisation optique est du même ordre de grandeur que la largeur du pic de transmission calculée précédemment (quelques Gigahertz à mi-hauteur). Ce montage nous permet d'observer aisément les trois premiers plateaux de réflexions ainsi que les pics résonnants qui s'y trouvent.

Une étude simple du déphasage de l'onde à travers un des substrats utilisé

2.2 Caractérisation d'un réseau de Bragg par mesure large-bande 63

dans ce dispositif multicouches permet de remonter jusqu'à l'indice optique de celui-ci. Il est intéressant de pouvoir extraire l'indice d'un diélectrique à partir de mesures expérimentales car celui-ci est difficilement mesurable dans cette gamme de fréquences. Il se calcule de la façon suivante :

$$\beta l = -\Delta\phi \quad (2.14)$$

$$n_i = -\frac{\Delta\phi c}{l \omega} \quad (2.15)$$

On observe sur les courbe 2.30 et 2.31, les indices de réfractons du silicium et du quartz très proches de ce qui est décrit dans la littérature scientifique [47]. L'extraction de ces valeurs confirme le choix des épaisseurs de substrat lors de l'élaboration du miroir de Bragg.

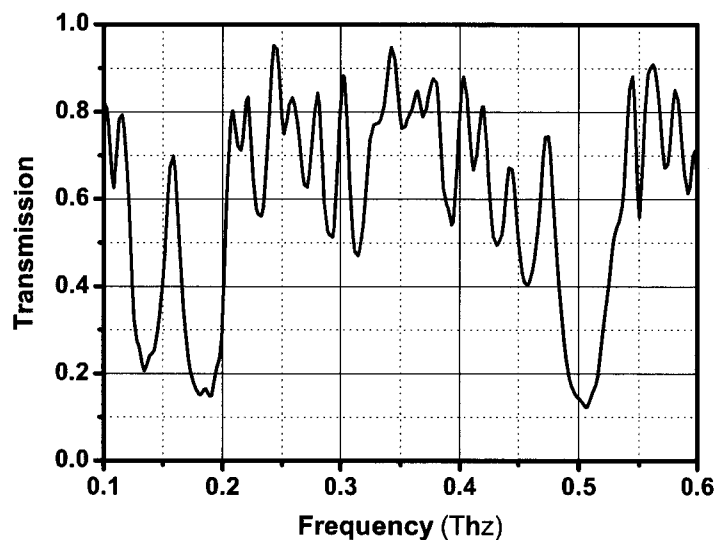


FIG. 2.29 – Spectre transmis par la cavité encadrée entre deux réseaux de Bragg.

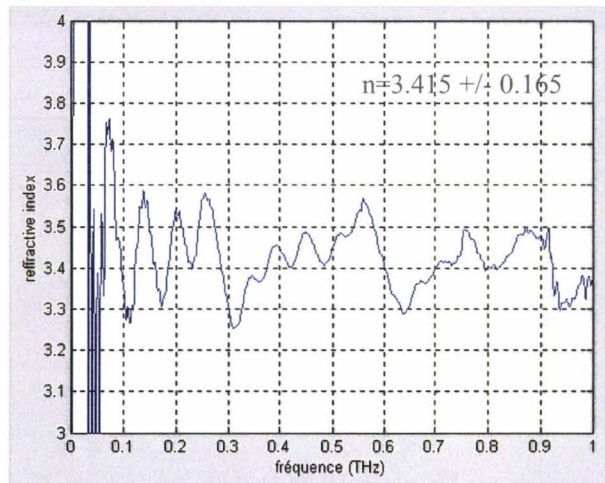


FIG. 2.30 – Extraction de la valeur de l'indice de réfraction à partir du déphasage mesuré pour une onde propagée dans un substrat de silicium.

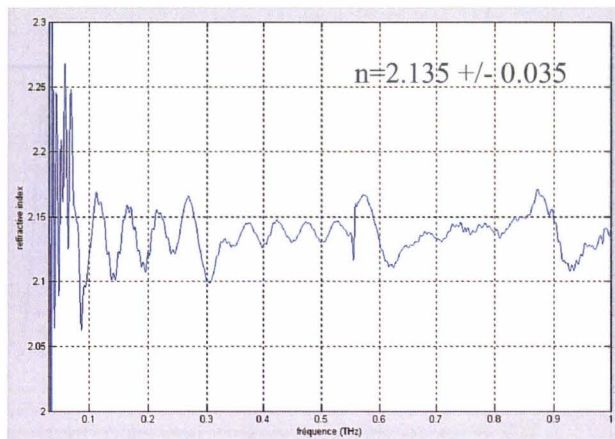


FIG. 2.31 – Extraction de la valeur de l'indice de réfraction à partir du déphasage mesuré pour une onde propagée dans un substrat de quartz.

2.2.2 La rétro-propagation de la phase dans une structure périodique 1-D

Le miroir de Bragg se classe dans la famille des matériaux structurés périodiquement appelés aussi BIP (matériaux à bandes interdites). Le régime de fonctionnement de ceux-ci est atteint quand la longueur d'onde est de l'ordre de grandeur de la période de structuration (Λ). Dans ce cas, on observe sur le diagramme de dispersion (β, ω) une succession de bandes passantes et de bandes interdites. Dans le cas le plus général, les branches correspondants aux bandes transmises sont alternativement croissantes ou décroissantes (figure 2.32) dans le même quart de cadran du diagramme de dispersion ($v_\phi > 0$). Les vitesses de phase et de groupe sont de même signe quand la pente est positive là où $\beta > 0$. Dans le cas contraire, elle sont de signes opposés.

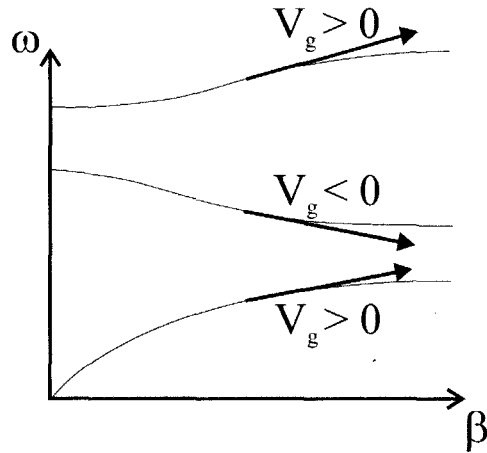


FIG. 2.32 – Diagramme de dispersion d'une structure périodique quelconque à une dimension (ne satisfaisant pas la condition de Bragg liant les épaisseurs aux indices).

Dans le cas d'un multicouches périodique, la relation de dispersion s'écrit comme suit [46] :

$$\cos \beta \Lambda = \cos k_1 l_1 \cos k_2 l_2 - \frac{1}{2} \left(\frac{n_2}{n_1} + \frac{n_1}{n_2} \right) \sin k_1 l_1 \sin k_2 l_2 \quad (2.16)$$

L'équation de dispersion unidimensionnelle dans les conditions de « quart d'onde » s'écrit :

$$\cos \beta \Lambda = -\frac{1}{2} \left(\frac{n_2}{n_1} + \frac{n_1}{n_2} \right) \quad (2.17)$$

En effet, $k_i l_i = \frac{\pi}{2}$ ce qui correspond à $l_i = \frac{\lambda_i}{4}$ d'où l'appellation de quart d'onde.

Dans une structure périodique quelconque, une bande interdite apparaît tout les π radians comme décrit dans l'égalité suivante :

$$\beta\Lambda = m\pi \tag{2.18}$$

avec m un entier naturel non nul.

Les conditions de Bragg provoquent une disparition d'une bande interdite sur deux. Ainsi, quand dans un peu plus haut dans ce chapitre, nous affirmions que dans la bande $0 - 1 THz$, il était possible d'observer les trois premières bandes interdites (ordres 1,2,3) du miroir de Bragg, il s'agissait en fait des ordres 1,3,5 d'une structure périodique ordinaire. Les bandes 2 et 4 disparaissent. Elles sont dans le cas idéal d'un miroir de Bragg parfait, réduites à un simple point bien visible sur le diagramme de dispersion. Ce point est situé au centre de chaque bande de transmission et représente le passage d'une vitesse de phase négative à une vitesse de phase positive. Une bande de transmission d'un réseau de Bragg est systématiquement une bande composite scindé en son milieu par un point où la vitesse de phase est infinie alors que la vitesse de groupe est non nulle.

Cette structure s'apparentant à un milieu à retro-propagation de phase, il est possible de faire l'analogie avec le circuit périodique LC décrit plus loin dans ce manuscrit. Cette bande composite correspond à la bande de transmission d'une ligne de transmission gauchère dans le cas dit équilibré.

Dans les tableau ci-après (2.33 et 2.34) sont résumés les cas équilibré pour un miroir de Bragg et une ligne de transmission modélisé par élément LC (chapitre 3).

Type de structure périodique 1-D	Diélectrique
Relation de dispersion	$\cos \beta\Lambda = \cos k_1 l_1 \cos k_2 l_2 - \frac{1}{2} \left(\frac{n_2}{n_1} + \frac{n_1}{n_2} \right) \sin k_1 l_1$
Définition d'une structure équilibrée	$l_1 n_1 = l_2 n_2 = \frac{\lambda_{Bragg}}{4}$
Conséquences sur la relation de dispersion	$\cos \beta\Lambda = -\frac{1}{2} \left(\frac{n_2}{n_1} + \frac{n_1}{n_2} \right)$

FIG. 2.33 – Tableau synthétisant le model de la relation de dispersion d'une structure périodique 1-D.

L'extraction de l'évolution de phase se fait par comparaison entre deux miroirs de Bragg d'épaisseurs différentes. Pour obtenir plus de détail sur cette méthode, il conviendra de se reporter à l'étude des lignes de transmission terahertz à rétro-propagation de phase. Pour obtenir le déphasage exact, il est nécessaire

2.2 Caractérisation d'un réseau de Bragg par mesure large-bande 67

d'apporter le facteur de correction correspondant au déphasage de l'onde traversant une couche d'air équivalente ($\beta_{LHMl} - \beta_{air}l = -\Delta\phi$). Sur la courbe 2.35, nous avons tracé la différence de phase correspondant à un miroir de 8 et 9 bi-couches respectivement. Nous nous intéressons uniquement à la deuxième bande de transmission. Cette mesure confirme les prédictions théoriques de la méthode des matrices de transfert et met en évidence la présence d'une bande composite. Entre 180 GHz et 450 GHz, la valeur différentielle de phase s'assimile à une droite et change de signe autour de 300 GHz. Cette grandeur oscille autour de $\pm\pi$ en dehors de cette bande de transmission. A partir de cette mesure différentielle de phase, nous déterminons le diagramme de dispersion d'une structure équivalente infinie.

Sur la figure 2.36, sont superposées l'extraction de la relation de dispersion à partir de la variation de phase et cette même relation de dispersion calculée à partir de la méthode d'extraction du vecteur d'onde de Bloch de la matrice chaîne d'une cellule élémentaire simulée par le logiciel HFSS [49]. On observe un bon accord entre ces deux courbes. Un léger décalage est d'autant plus visible aux hautes fréquences, dû à un désaccord de la condition de Bragg. Les ondulations obtenues sur la courbe expérimentale sont dues en partie par le bruit de la mesure mais surtout par le fait que l'extraction du diagramme à partir de caractérisation de dispositif d'épaisseur finie fait difficilement disparaître les multiples pics dus aux différents modes propres de la structure.

Il est à noter que l'on observe un léger pic de réflexion à la jonction des bandes de dispersion opposées. Cela provient principalement du fait de la difficulté d'obtenir parfaitement les conditions de Bragg dans un tel prototype. En effet, l'incertitude sur les indices ainsi que sur les épaisseurs des couches fournies par les différents fournisseurs induit un léger désaccord des condition de Bragg. Ceci a pour effet d'« ouvrir » un gap au centre des bandes de transmission et de faire réapparaître les bandes interdites d'indice paires.

Sur la courbe 2.37, on se place dans les conditions les plus désavantageuses sur les valeurs d'indices et d'épaisseur. Cela à pour effet de supprimer le point

Type de structure périodique 1-D	Ligne de transmission gaucheère
Relation de dispersion	$\cos \beta\Lambda = -\frac{\omega^2}{2\Lambda^2} \left(L_R - \frac{1}{\omega^2 C_L} \right) \left(C_R - \frac{1}{\omega^2 L_L} \right)$
Définition d'une structure équilibrée	$\sqrt{L_R C_L} = \sqrt{L_L C_R} = \frac{1}{\omega_{balanced}}$
Conséquences sur la relation de dispersion	$\beta\Lambda = \omega \sqrt{L_R C_R} - \frac{1}{\omega \sqrt{L_L C_L}}$

FIG. 2.34 – Tableau synthétisant le model de la relation de dispersion d'une ligne de transmission composite.

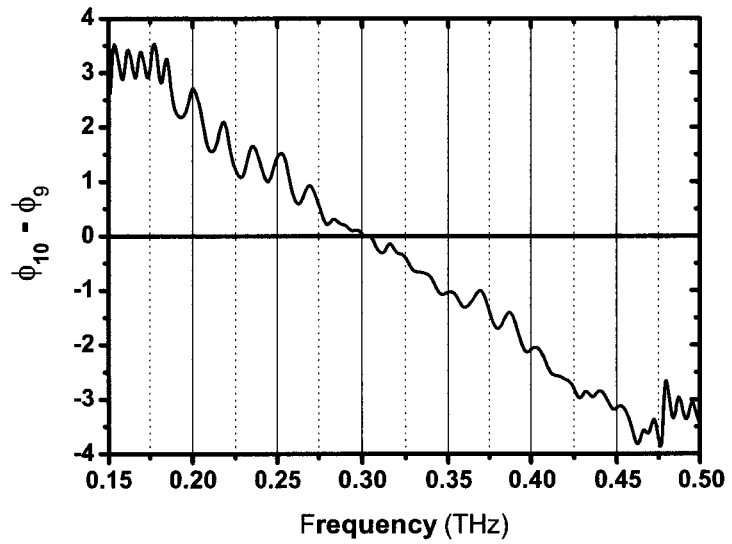


FIG. 2.35 – Écart de phase mesuré pour deux miroirs d'épaisseurs différentes (8 et 9 bi-couches).

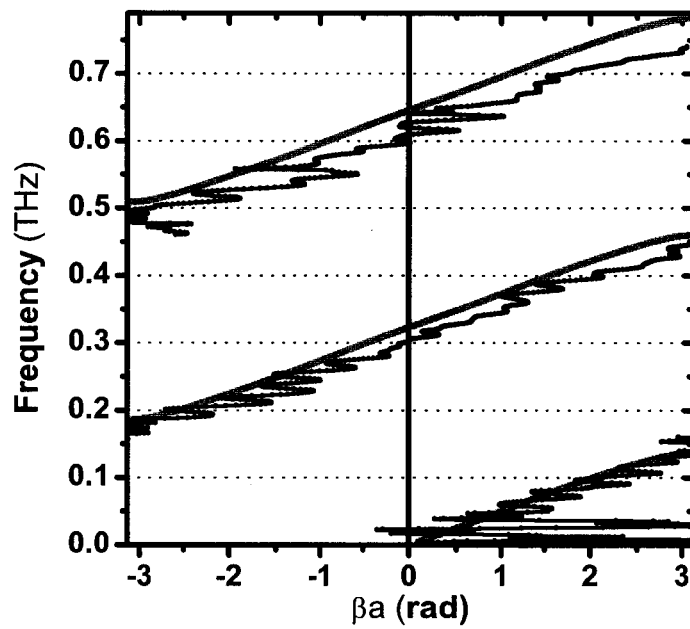


FIG. 2.36 – Diagramme de dispersion correspondant au miroir de Bragg étudié. En noir, la structure mesurée par méthode électro-optique. En gris, la même structure simulée.

singulier et de faire apparaître les bandes interdites manquantes. Ces bandes deviennent de plus en plus larges au fur et à mesure que la fréquence augmente. En effet, les imperfections sur les épaisseurs et sur l'indices deviennent plus critiques aux hautes fréquences car le déphasage induit par ces incertitudes est non négligeable.

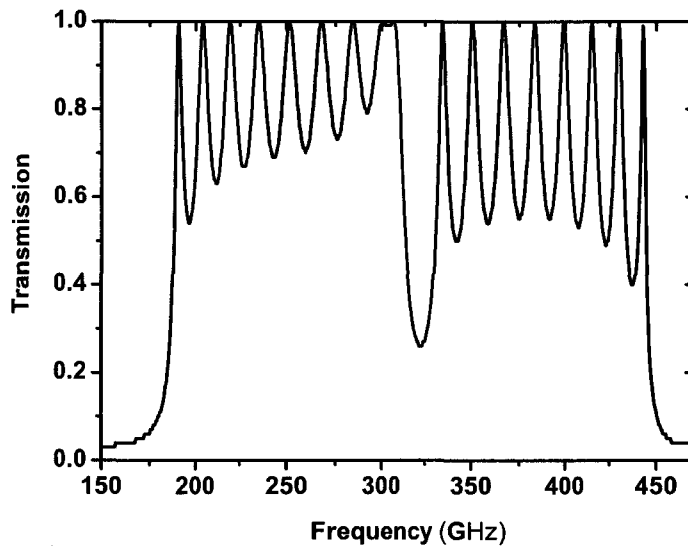


FIG. 2.37 – Bande de transmission composite simulée pour une structure périodique proche des conditions de Bragg. On a choisi ici des indices et des épaisseurs correspondants aux grandeurs les plus désavantageuses pour l'obtention des conditions de Bragg (en accord avec les bornes des valeurs d'indices et d'épaisseurs c'est-à-dire $l_{\text{quartz}} = 205 \mu\text{m}$, $n_{\text{quartz}} = 2.1$, $l_{S_i} = 145 \mu\text{m}$ et $n_{S_i} = 3.58$).

Le léger déséquilibre de la condition de Bragg induit un déplacement des pic de transmission de la cavité (défaut) et fait apparaître des résonances supplémentaires au centre des bandes interdites « parasites ».

On remarque sur la figure 2.38 qu'il apparaît deux périodes sur le spectre de transmission du Bragg contenant un défaut centré. Le premier plateau de réflexion contient en son milieu un pic de transmission mais au fur et à mesure que la fréquence augmente, ce pic s'écarte du centre des plateaux supérieurs, jusqu'à en sortir complètement. De plus, l'ouverture des gaps induits par le déséquilibre des conditions de Bragg fait apparaître de nouvelles bandes de réjection

2.2 Caractérisation d'un réseau de Bragg par mesure large-bande 71

contenant elles aussi des pics de transmissions dus au défaut.

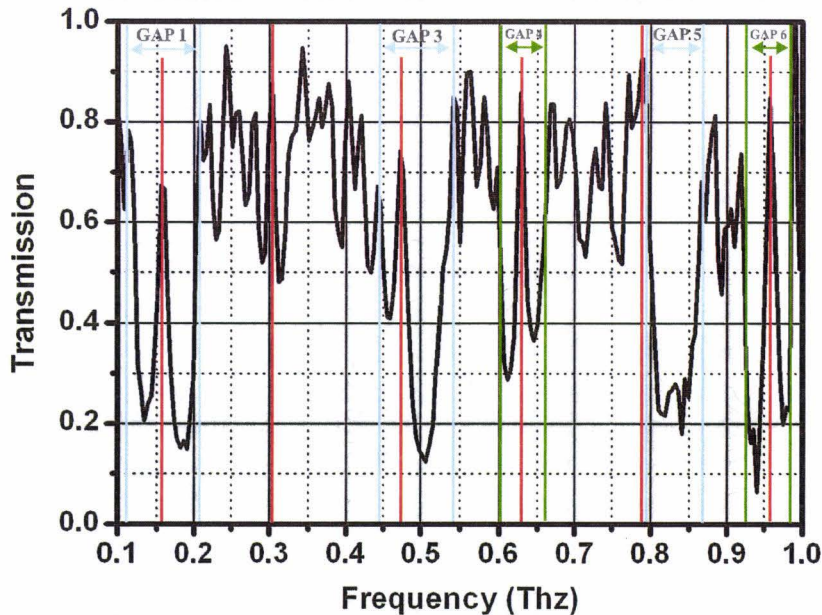


FIG. 2.38 – Mesure de la transmission de la cavité jusqu'à 1 THz. On distingue les trois premières bandes interdites ainsi que leurs fréquences caractéristiques. Sont matérialisés en rouge les différents pics de transmission induits par les modes longitudinaux de la cavité. En bleu on a représenté les gaps correspondants au réseau de Bragg alors qu'en vert sont précisées les bandes interdites induites par le déséquilibre des conditions de Bragg.

Le miroir de Bragg est depuis longtemps utilisé dans un but filtrant. L'évolution de phase autour de ses plateaux de réflexion est aussi bien connue. L'utilisation d'un miroir de Bragg, qui est en fait une structure périodique 1-D équilibrée, comme milieu de propagation est beaucoup moins courante. L'ajustement des propriétés d'un miroir de Bragg se fait dans le but d'optimiser ses capacités de réflexion. Ici, on optimise ses performances en transmission et en particulier son aptitude à agir sur la phase. De ce fait, l'attrait des structures unidimensionnelles gauchères, en plus d'être fortement réfléchissantes à certaines fréquences, est aussi son aptitude à adjoindre un déphasage quelconque au signal transmis (positif, négatif ou nul).

2.3 Conclusion

Pour prévoir le comportement d'un réseau de Bragg, nous avons utilisé un logiciel de résolution des équations de Maxwell (HFSS) et nous avons développé un outil numérique basé sur la méthode des matrices de transfert capable de déterminer les coefficients de transmission et de réflexion de tels miroirs. Ces outils ont permis de modéliser le miroir de Bragg ainsi qu'une cavité à grand coefficient de qualité. Ces deux objets ont été caractérisés tout d'abord par analyseur de réseaux vectoriels puis grâce à l'utilisation d'un banc de caractérisation électro-optique. Ce dernier nous a permis d'étudier le filtre de Bragg dans le domaine temporel en amplitude et en phase jusqu'à une fréquence de 1 THz. Par cette technique, il a été tout d'abord possible d'observer les différentes bandes interdites de cette structure. Ensuite, par une analyse différentielle, l'extraction de la phase nous a permis de remonter jusqu'au diagramme de dispersion d'un miroir de Bragg. Ce diagramme est calculé à partir de la matrice chaîne d'une cellule unitaire constituant le réseau. L'existence de bandes de transmission composites dans cette structure a par ailleurs pu être démontrée. Cela signifie qu'au sein d'une même bande, la vitesse de phase s'inverse sans passer par une bande interdite. Enfin, l'importance de la condition de Bragg sur l'existence de ces bandes a été démontrée. En effet, les résultats expérimentaux et numériques ont permis de constater que la condition de Bragg est difficile à satisfaire en raison des différentes incertitudes sur les dimensions et l'imprécision sur l'indice de réfraction des différents matériaux aux fréquences de travail. Nous avons constaté que ces imperfections avaient une influence non négligeable sur les bandes de transmission et induisaient l'ouverture d'une bande de réjection au centre des bandes transmises.

L'ajout d'un défaut au centre du miroir de Bragg a permis de fabriquer une cavité de haute finesse. L'effet de résonance se traduit expérimentalement par l'apparition d'un pic de transmission au centre de chaque plateau de réflexion du miroir. Ce pic a pu être observé expérimentalement grâce à un analyseur de réseau vectoriel qui nous a permis d'explorer le comportement fréquentiel de cette cavité dans la bande 140-220 GHz. Ici encore, l'incertitude sur les indices et les épaisseurs est responsable d'un décalage du pic de transmission de l'ordre de plusieurs gigahertz par rapport à la position théorique.

CHAPITRE 3

Métamatériaux et matériaux « gauchers »

Nous avons vu précédemment qu'il était possible de caractériser aux fréquences terahertz différents matériaux à bande interdites tel que les miroir de Bragg. Ce chapitre est préliminaire à la caractérisation d'autres matériaux appelés métamatériaux. Il sera ici discuté la définition de ces matériaux ainsi que celle des matériaux gauchers. Les éléments théoriques nécessaires à la compréhension de ceux-ci seront introduits. Une description plus approfondie des guides d'onde gauchers sera effectuée. Les résultats des simulations numériques préliminaires à la fabrication de ces mêmes guides et leurs caractérisations seront exposés.

3.1 Définition d'un métamatériau

3.1.1 L'analogie avec la physique atomique

Par définition, le métamatériau est un matériau qui n'existe pas dans la nature. On comprendra par « exister » le sens d'exister sous une forme homogène et isotrope. Cette précision est nécessaire car plusieurs animaux ont la capacité de créer ces matériaux et en sont parfois recouverts comme la souris de mer. Ces animaux utilisent ces matériaux dans un but de communication grâce à leurs propriétés optiques.

Dans la pratique, les métamatériaux sont artificiels car ils sont structurés (inhomogènes). Pour maîtriser les propriétés électro-magnétiques, la structuration est périodique. Le principal critère de classification d'une structure dans la famille des métamatériaux est la dimension de structuration comparée à la longueur d'onde. En effet, un métamatériau possède une structuration fine c'est-à-dire dont la périodicité est très petite devant la longueur d'onde. Le transport du rayonnement électromagnétique dans un matériau inhomogène se fait par deux régimes. Si la longueur d'onde est de l'ordre de grandeur de la structuration, la perception de la lumière telle une onde est nécessaire : c'est le régime de diffraction. Par contre, si la longueur d'onde est très grande comparée à la périodicité (distance entre les particules), le rayonnement n'est plus capable de percevoir les particules se limitant à un simple indice effectif : c'est le régime de métamatériau.

Une fois le calcul ou la mesure de l'indice effectif du métamatériau effectué, la perception ondulatoire du rayonnement n'est plus nécessaire et l'extraction d'une permittivité et d'une perméabilité effective est suffisante pour décrire ce matériau à une fréquence donnée.

L'ingénierie des particules constituant ce matériau permet d'ajuster finement ces grandeurs ce qui apporte aux métamatériaux un caractère très dispersif (présence de fréquences de résonances).

L'analogie entre la constitution d'un métamatériau et la structuration élémentaire (atomique) de tout matériau est possible. En effet, un rayonnement X traversant un composé atomique simple, diffracte en raison de l'ordre de grandeur de la distance inter-atomique. La longueur d'onde des rayons X utilisés est très petite et permet une interaction avec le réseau atomique constituant le matériau. Or, à plus basses fréquences, le rayonnement ne distingue plus les atomes et perçoit des propriétés électromagnétiques moyennes (perméabilité et permittivité) sauf à proximité des transitions atomiques régies par la mécanique

quantique. Aux très grandes longueurs d'ondes et loin de toutes transitions, tout matériau est en fait utilisé couramment dans un régime de métamatériau.

3.1.2 Ingénierie des constantes diélectriques

L'ingénierie de la permittivité et de la perméabilité passe par l'ingénierie des particules constituant le métamatériau. Pour ce faire, une maîtrise technologique est nécessaire à leur fabrication. On voit ici se profiler les enjeux technologiques propres aux métamatériaux utilisables en optique dont les motifs seront structurés à des dimensions submicroniques.

Les premiers motifs utilisés en hyper-fréquences sont introduits par Pendry et Smith [50] [51]. Ils sont constitués d'anneaux fendus métalliques. Ces anneaux permettent l'installation de boucles de courant dans le milieu et font apparaître une perméabilité négative dans une certaine gamme de fréquence. Un autre motif très utilisé est le fil métallique. Celui-ci répété périodiquement permet de diluer la fréquence plasma du métal. On rappelle que le métal est souvent utilisé pour fabriquer ces matériaux car pour les basses fréquences (sous la fréquence plasma), la permittivité devient négative. Dans le cas général, la « dilution » (abaissement) de la fréquence plasma permet d'ajuster la permittivité alors que la particule magnétique génère des perméabilités singulières au voisinage de sa résonance. Il est à noter que l'ajout d'anneaux fendus dans une structure périodique de fils va fortement influencer sur la fréquence de plasma électrique.

Les structures guidées sont également favorable à la conception de métamatériaux car le guide d'onde en plus de confiner transversalement le rayonnement électromagnétique permet d'effectuer une ingénierie de la permittivité soit au dessus de la coupure, soit en dessous de la coupure, là où la permittivité est négative [52] [53]. Dans ce cas, seule une onde évanescente peut exister dans le guide. Les métamatériaux de type « circuits » sont eux aussi constitués d'une structure guidée (lignes de transmission chargées d'éléments localisés). Le nombre de dimension de ces matériaux s'étend difficilement. Peu de dispositifs 2-D et 3-D ont été fabriqués jusqu'à présent [54].

Les métamatériaux guidés se présentent souvent sous la forme de lignes de transmission métallique. L'ingénierie des grandeurs électromagnétiques s'obtient par l'ajout d'éléments localisés (capacitifs et inductifs). En d'autres termes, la présence d'éléments localisés déposés périodiquement sur la ligne permet d'obtenir des propriétés spécifiques [55]. Ce type de structures a été étudié en détail dans ce manuscrit.

Une autre possibilité pour effectuer une ingénierie de l'indice effectif est d'utiliser un matériau à bandes interdites photonique (BIP) [56]. Ce type de matériau est constitué d'un ou plusieurs diélectriques ou métaux disposés périodiquement. La structuration peut être 1-D (miroir de Bragg), 2-D ou encore 3-D (comme le « tas de bois » qui est en fait à 2.5-D). Cette ingénierie très performante des vitesses ne permet pas toujours de satisfaire la condition des grandes longueurs d'ondes et fonctionnent en régime diffractif.

3.1.3 Les matériaux « main-gauche »

Définition d'un matériau gaucher (LHM)

La structuration de la matière permet d'ajuster la vitesse de propagation dans un milieu qu'il soit métamatériau ou non. Dans la plupart des cas, il est possible d'agir sur le signe de la permittivité et de la perméabilité. Si les deux grandeurs restent positives, la propagation est dite normale. Si par contre une des deux grandeurs est négative, l'onde ne peut se propager dans le milieu. Les ondes sont évanescentes. Les différents cas possibles concernant les signes de la permittivité et de la perméabilité sont résumés dans le tableau de la figure 3.1. Le cas le plus intéressant correspond à deux constantes négatives. Il est possible de penser que cela n'a pas d'influence sur le signe de l'indice car celui-ci est lié au produit des constantes mais Veselago démontre en 1968 que dans le cas de deux constantes négatives, il faut choisir la solution d'indice elle aussi négative (équation 3.2) [57]. Cette démonstration induit de nombreuses conséquences. En effet, malgré le signe négatif de ces deux constantes, la propagation est à nouveau possible dans le milieu mais avec un indice effectif négatif. La conséquence directe est l'opposition de direction entre la vitesse de phase et la vitesse de groupe dans le milieu.

$$n^2 = \epsilon\mu \quad (3.1)$$

$$n_{LHM} = -\sqrt{\epsilon\mu} \quad (3.2)$$

Concrètement, une onde traversant le milieu verra sa phase subir un délai négatif (rétro-propagation de phase). Elle sera donc en avance de phase par rapport à la même onde traversant une même épaisseur de milieu à indice positif. Le principe de causalité n'est pas altéré car si on envoie une onde réelle (impulsion non monochromatique) au travers de ce milieu, l'enveloppe décrivant le packet

d'onde arrivera toujours après une enveloppe de référence correspondant à une onde n'ayant pas traversé le milieu.

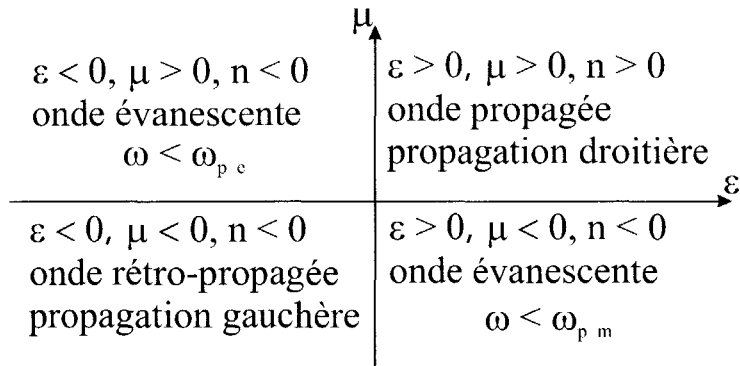


FIG. 3.1 – Sur ce schéma, nous distinguons les quatre familles de matériaux. Si la permittivité et la perméabilité sont de même signe, le matériau est guidant alors que si les signes sont opposés, seule une onde évanescente peut le traverser. Ce second cas peut être obtenu en passant sous une des deux fréquences plasma propre au matériau (électrique ou « magnétique »).

Dans la suite de ce manuscrit, nous parlerons systématiquement de vitesse de groupe positive, seule solution à une propagation normale. La vitesse de phase peut quant-à elle prendre toute valeur car ne possède pas de sens physique premier, en particulier en ce qui concerne le déplacement de l'énergie. On se limitera ainsi à l'analyse de cette vitesse au sein de bandes de transmission. En effet, dans une bande interdite seule une onde évanescente peut pénétrer au sein la structure.

Les matériaux à rétro-propagation de phase (*backward wave*) sont dit « main-gauches » ou « gauchers ». Cette appellation vient du fait que dans un matériau ordinaire, le trièdre formé par les vecteurs \mathbf{E} , \mathbf{H} et \mathbf{k} est direct et peut s'imager par trois doigts de la main droite.

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} n^2 \quad (3.3)$$

Dans le cas d'un matériau à indice de réfraction négatif, le trièdre est indirect car le vecteur d'onde est opposé. Il faut alors utiliser la main gauche pour le représenter. L'utilisation de matériau gaucher (LHM) est un abus de langage car, par définition, ce matériau est artificiel donc inhomogène et ne peut satisfaire les conditions du trièdre en tout point. Malgré cela, on assimile souvent les matériaux à retro-propagation de phase, aux matériaux gauchers car leur

utilisation se fait en régime de grandes longueurs d'ondes.

Quelles conséquences sur les lois élémentaires de la physique du rayonnement ?

L'inversion de la vitesse de phase a de nombreuses conséquences sur les lois fondamentales de la propagation [57]. Tout d'abord ce sont les lois de la réfraction qui par la présence d'un indice négatif vont paraître anormales. A l'interface d'un milieu droitier et d'un milieu gaucher on observe une réfraction négative c'est-à-dire avec un angle par rapport à la normale qui est opposé au cas d'une interface de deux milieux droitiers. Une nouvelle idée en découle : la super-lentille. Il est possible de focaliser un rayonnement grâce à la propagation gauchère dans cette lentille. Elle n'a pas de distance focale qui lui est propre. De plus, son principal intérêt réside dans le fait qu'il est possible de l'utiliser sous la limite de diffraction.

Un autre effet fortement perturbé par la présence d'un matériau main-gauche est l'effet Cerenkov. Dans un milieu droitier, quand une particule se déplace, le rayonnement sera émis par celle-ci dans le sens du déplacement. Dans un milieu gaucher le rayonnement se fera vers l'arrière c'est-à-dire dans le sens opposé au déplacement.

Enfin, on remarque l'inversion de l'effet Doppler. En effet, une onde se propageant dans un matériau gaucher sera mesurée de fréquence plus petite si l'observateur en mouvement se rapproche de la source. La fréquence est augmentée dans le cas d'un effet Doppler droitier.

3.2 Les cristaux photoniques et la réfraction négative

L'extension du phénomène de rétropropagation de phase est d'autant plus valorisée dans un système à deux dimensions (et plus), puisqu'il fait apparaître la réfraction négative. Le réseau de Bragg ainsi que tout modèle périodique en général se généralise à 2 et 3-D. Ces diélectriques microstructurés pour l'optique sont classés sous l'appellation de cristaux photoniques [58] [59]. La structuration périodique est effectuée dans plusieurs directions de l'espace. Dans la pratique, on utilise un motif, le plus souvent un trou de section circulaire, qui est répété périodiquement le long des axes définis par la maille élémentaire. A l'image du réseau de Bragg, ces structures à bandes interdites photoniques (BIP) fonctionnent dans un régime de diffraction et non de métamatériau.

Le calcul de la relation de dispersion (diagramme de bande) se détermine par la résolution des équations de Maxwell au sein de la maille élémentaire. La représentation de la première zone de Brillouin se fait sur les trois axes du diagramme ($\Gamma - X, X - M, M - \Gamma$). Cette représentation est utilisée en physique du solide et sert au départ à représenter les niveaux d'énergies des électrons. La diversité des bandes présentes sur ce type de diagramme indique la possibilité d'obtenir des indices de réfraction négatifs (figure 3.2). Ces indices dépendent de l'angle d'incidence du rayonnement. Pour déterminer l'angle de réfraction d'une onde il est nécessaire de calculer les surfaces isofréquences. Ces surfaces caractérisent les points à fréquences constantes dans l'espace réciproque (figure 3.3). On peut montrer que le vecteur vitesse de groupe de l'onde est normal à cette surface.

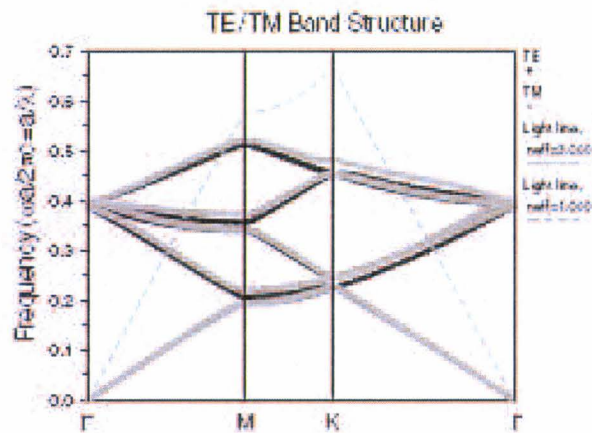


FIG. 3.2 – Diagramme de dispersion d'un cristal photonique 2-D [60]

Autour de Γ , les isofréquences sont quasi-circulaires. Dans cette zone, l'indice de réfraction est indépendant de l'angle d'incidence. L'approche phénoménologique consiste alors à définir un indice effectif en raison de l'isotropie. Un resserrement des cercles isofréquences avec la décroissance de la fréquence indique la présence d'un indice négatif.

A proximité des bandes interdites, l'onde se déplace comme une onde plane dans un milieu d'indice effectif soumis aux lois de l'optique géométrique classique.

L'utilisation de ce type de matériaux à proximité de Γ est malgré tout limitée. En effet, les fréquences de fonctionnement sont déjà suffisamment élevées pour que la résolution du système soit limitée par la taille d'une cellule élémentaire. Il

est préférable pour les applications offertes par les cristaux photoniques d'utiliser les bandes les plus basses.

Les cristaux photoniques sont utilisés principalement en optique. Les avancées technologiques ont permis de structurer à l'échelle du nanomètre des diélectriques. Les techniques couramment utilisées en micro-électronique sont très utiles à la fabrication des cristaux photoniques. Dans le domaine des micro-ondes d'autres concepts permettant d'obtenir de tel matériaux ont vu le jour. Sur l'image 3.4, on observe au microscope électronique à balayage un cristal photonique 3-D utilisé en optique et réalisé par holographie laser (obtenue par interférence de quatre faisceaux de longueur d'onde 532 nm) [61].

3.3 Les matériaux artificiels non diélectriques : structuration de métaux

Nous avons précédemment montré que les effets de réfraction négative dans les cristaux photoniques sont prédits par le calcul du diagramme de dispersion ainsi que par les courbes isofréquences. La structuration de ces matériaux permet de maîtriser la réfraction par l'ingénierie des vitesses de groupe et de phase.

Dans la gamme de fréquence micro-onde, l'apparition des métamatériaux à indice de réfraction négatifs s'est faite plutôt par une ingénierie de la permittivité et de la perméabilité. Se sont succédés ainsi les réseaux à permittivité négative,

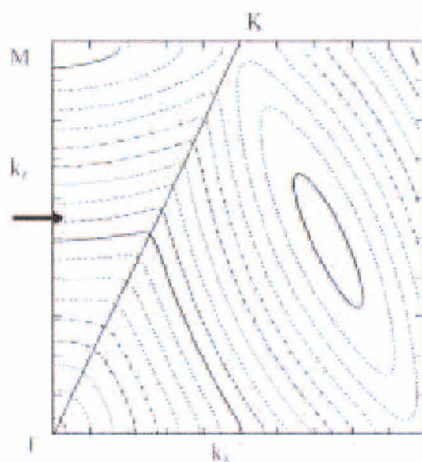


FIG. 3.3 – Courbe isofréquence d'un cristal photonique [60].

suivis des réseaux à perméabilité négative, et enfin par superposition des deux, les matériaux doublement négatifs.

Dans un milieu neutre, l'application d'un champ électrique déplace les charges. La densité de charge créée à son tour un champ électrique. Il se crée alors une force de rappel qui ramène les électrons. Une oscillation apparaît quand on excite le milieu à proximité d'une fréquence caractéristique appelée fréquence plasma. Cette fréquence est proportionnelle à la densité d'électrons et est inversement proportionnelle à leur masse effective. Pour les métaux, cette fréquence est très élevée (quelques PHz). La permittivité est définie par le modèle de Drude :

$$\varepsilon_r(\nu) = 1 - \frac{\nu_{plasma}^2}{\nu(\nu + i\gamma)} \quad (3.4)$$

où γ est un terme d'amortissement et ν_{plasma} la fréquence plasma.

De ce fait, tous les métaux ont naturellement une permittivité négative. Cependant, les valeurs de $\Re(\varepsilon_r)$ et $\Im(\varepsilon_r)$ sont très élevées en raison d'une fréquence plasma trop grande. En réponse à ce problème, Pendry propose de diluer la fréquence plasma [62]. Pour ce faire, il utilise un réseau de fils métalliques à maille cubique.

La dilution a pour but de diminuer la densité effective d'électrons et d'augmenter leur masse effective. Cette augmentation de masse traduit les effets sélifiques induits par la faible section des fils.

Dans ce cas de figure, la fréquence plasma s'écrit en fonction des paramètres du réseau :

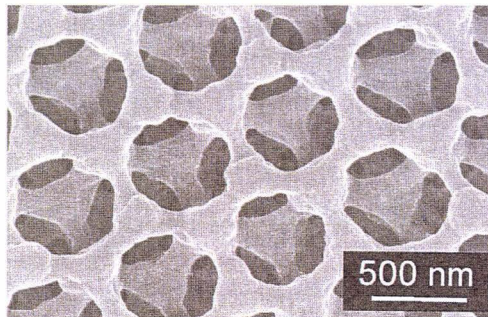


FIG. 3.4 – Image obtenue par microscopie électronique à balayage d'un cristal photonique 3D réalisé par holographie laser. L'échelle présente sur cette photo indique une structuration submicronique.

$$\nu_{plasma}^2 = \frac{c_0^2}{2\pi a^2 \ln(a/r)} \quad (3.5)$$

où c_0 est la vitesse de la lumière dans le vide, a la périodicité du réseau et r le rayon des fils.

Le but de cette manipulation est de pouvoir se placer sous la fréquence plasma tout en contrôlant la permittivité. Dans ce régime de fonctionnement, seules les ondes évanescentes peuvent pénétrer sur une faible épaisseur de métal. Pour satisfaire les conditions de métamatériau, il faut que la longueur d'onde correspondant à la fréquence plasma soit grande par rapport aux dimensions du réseau, qui implique que $\lambda_{plasma} \gg a \gg r$.

La méthode pour obtenir une perméabilité effective négative est tout autre. Un motif métallique particulier a permis de réaliser ce matériau : le *Split Ring Resonators* (SRR). Ce résonateur en anneau est constitué de deux cylindres imbriqués excités par un champ magnétique collinéaire à leurs axes. Ces cylindres sont fendus pour créer un effet capacitif. Il existe au sein de ce motif une combinaison d'effets inductifs et capacitifs. La perméabilité effective est une moyenne volumique de la perméabilité sur une cellule unitaire. Au voisinage de la résonance du motif, la perméabilité effective devient négative dans une certaine plage de fréquence.

$$\mu_{eff}(\nu) = 1 - \frac{V_{cyl.intrieur}}{1 + i\gamma - (\frac{\nu_0}{\nu})^2} \quad (3.6)$$

où V est le volume du cylindre intérieur et ν_0 la fréquence propre du résonateur.

$$\nu_0^2 = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{3d_{gap}c_0^2}{\pi^2 r^3} \quad (3.7)$$

On pose la fréquence plasma magnétique $\nu_{magnétique}$ comme la fréquence à laquelle la perméabilité change de signe.

$$\nu_{magnétique}^2 = \frac{\nu_0^2}{1 - V_{cyl.intrieur}} \quad (3.8)$$

Pour une fréquence comprise entre la fréquence de résonance et la fréquence plasma magnétique, la perméabilité est négative.

Le but étant de créer un milieu doublement négatif, le réseau de tiges est superposé au réseau d'anneaux. Pour obtenir une gamme de fréquence où la permittivité et la perméabilité sont toutes deux négatives, la fréquence plasma est choisie supérieure à la fréquence de résonance des anneaux.

Smith est le premier à réaliser ce type de milieu composite [51]. Il observe une transmission au travers ce milieu ce qui confirme pour la première fois la possibilité de fabriquer les matériaux artificiels de Veselago. Les SRR sont toujours au centre du débat de la réalisation du motif magnétique. Le problème d'adaptation d'impédance a été amélioré par Li [63]. Dans le but d'optimiser la géométrie de ces motifs, et par souci de simplification, se développe depuis peu une nouvelle particule : le Ω . Sa géométrie particulière fait apparaître un dipôle magnétique et un dipôle électrique dus respectivement à l'anneau et aux bras [64]. De ce fait l'ajout d'un réseau de tige n'est pas nécessaire à la fabrication du milieu doublement négatif. Enfin, la montée en fréquence de milieux doublement négatifs nécessite encore d'autres motifs tel que les résonateurs en C de tailles nanométriques et les fils diélectriques de forte permittivité.

Dans la suite de ce chapitre, nous étudierons la possibilité de réaliser un milieu de propagation gaucher en structure guidée de type ligne de transmission terahertz. Il est important de noter qu'il est possible de combiner les technologies des milieux doublement négatifs avec les technologies des lignes de transmission composites. Ferran Martin charge une ligne de transmission coplanaire avec des fils et des SRR [53]. Cette technique de filtrage est reconnue pour sa forte réjection ainsi que les faibles ondulations de la bande passante.

3.4 Des circuits LC aux propriétés main gauches : modélisation et simulations

Nous nous sommes intéressés particulièrement aux lignes de transmission gauchères. Ces guides d'ondes métalliques sont le plus souvent de géométrie planaires. On y adjoint périodiquement des éléments capacitifs et inductifs localisés dans le but de modifier les propriétés de dispersion.

Dans ce chapitre, nous utiliserons la théorie des lignes dans le but de décrire au mieux le comportement électromagnétique d'une ligne de transmission à rétro-propagation de phase.

Nous verrons qu'il est possible, grâce à l'insertion d'éléments capacitifs et inductifs discrets, d'ajuster la vitesse de phase d'une ligne de transmission soit en conservant son caractère naturellement droitier, soit en le rendant gaucher. Nous mettrons aussi en évidence le fait de pouvoir fabriquer des lignes composites, c'est-à-dire des lignes de transmission où l'indice effectif est négatif à une fréquence alors qu'il peut être positif à une autre. Nous discuterons du cas particulier où l'indice passe continûment d'une valeur négative à positive sans

bande interdite intermédiaire.

La théorie des lignes est depuis longtemps utilisée sur des lignes conventionnelles (droitières) et permet d'appréhender le comportement électrique d'une ligne par un circuit équivalent continu et invariant sur l'axe de propagation de celle-ci. Le model homogène d'une ligne est simple. Deux circuits types permettent de modéliser une ligne (figure 3.5). Le circuit peut s'apparenter à un filtre passe-bas (ligne droitère) ou à filtre passe-haut (ligne gauchère) [65] [66]. Une telle modélisation correspond à des lignes idéales (PRH et PLH). Dans la réalité la ligne gauchère idéale (PLH) n'existe pas car celle-ci est fabriquée à partir d'une ligne de transmission ordinaire et il est impossible d'en exclure le caractère droitier résiduel. On remarque que la ligne main-gauche est la ligne duale de la ligne main-droite car il suffit d'invertir les éléments inductifs et capacitifs sur le schéma équivalent. Dans ce modèle, les grandeurs sont linéiques.

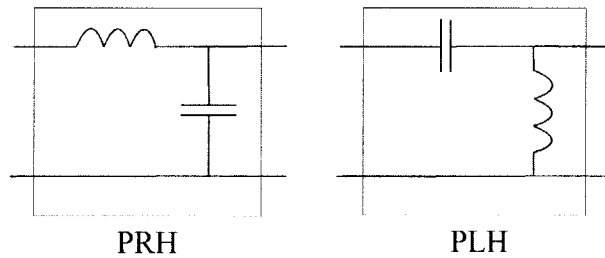


FIG. 3.5 – Chaque figure représente une cellule élémentaire d'une ligne de transmission. A gauche, un filtre passe-bas, schéma équivalent d'un tronçon de ligne droitère. A droite, un filtre passe-haut, schéma équivalent d'un tronçon de ligne gauchère.

Une fois combinés, les éléments passe-haut et passe-bas sont schématisés sur la figure 3.6. La ligne composite droite/gauche sans pertes se modélise par un circuit de quatre éléments [67] : deux éléments en série (L'_R et C'_L) et deux éléments en parallèle (C'_R et L'_L).

Cette cellule unitaire se divise donc en une impédance Z' et une admittance Y' par unité de longueur. Ces deux grandeurs s'expriment comme suit :

$$Z' = j\left(\omega L'_R - \frac{1}{\omega C'_L}\right) \quad (3.9)$$

$$Y' = j\left(\omega C'_R - \frac{1}{\omega L'_L}\right) \quad (3.10)$$

La constante de propagation d'une ligne de transmission vaut $k = \alpha + j\beta =$

$\sqrt{Z'Y'}$.

Dans le cas d'une ligne de propagation homogène et sans perte, on trouve la relation de dispersion suivante [69] :

$$\beta(\omega) = \pm \sqrt{\omega^2 L'_R C'_R + \frac{1}{\omega^2 L'_L C'_L} - \left(\frac{L'_R}{L'_L} + \frac{C'_R}{C'_L} \right)} \quad (3.11)$$

Si β est réel, il existe une bande de transmission à cette fréquence. A l'inverse, si β est purement imaginaire, il existe une bande interdite à cette fréquence (figure 3.7). L'apparition de cette bande interdite est caractéristique des lignes de transmission non-composites, c'est-à-dire quand l'impédance du filtre droitier n'est pas adaptée à l'impédance du filtre gaucher. Sur un diagramme $\omega - \beta$ il est possible d'extraire les vitesses de phase et de groupe.

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial \beta} \quad (3.12)$$

$$v_\varphi = \frac{\omega}{\beta} \quad (3.13)$$

Sous la première fréquence de résonance, le produit des deux vitesses est négatif ($v_g v_\varphi < 0$) alors que au dessus de la seconde, il est positif ($v_g v_\varphi > 0$). Cela signifie que les deux vitesses de propagation sont anti-parallèles au sein de la première bande de transmission. On remarquera que les deux fréquences bornant la bande interdite correspondent aux fréquences propres des deux types

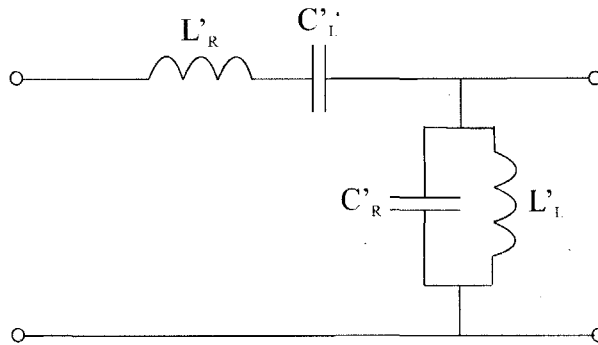


FIG. 3.6 – Modèle électrique équivalent d'une ligne de transmission composite (gauchère et droitère). Ce circuit peut se diviser en deux parties : une impédance en série et admittance en parallèle [68]. Ce circuit, étant la superposition des deux cellules idéales précédentes, possède deux fréquences de résonances propres.

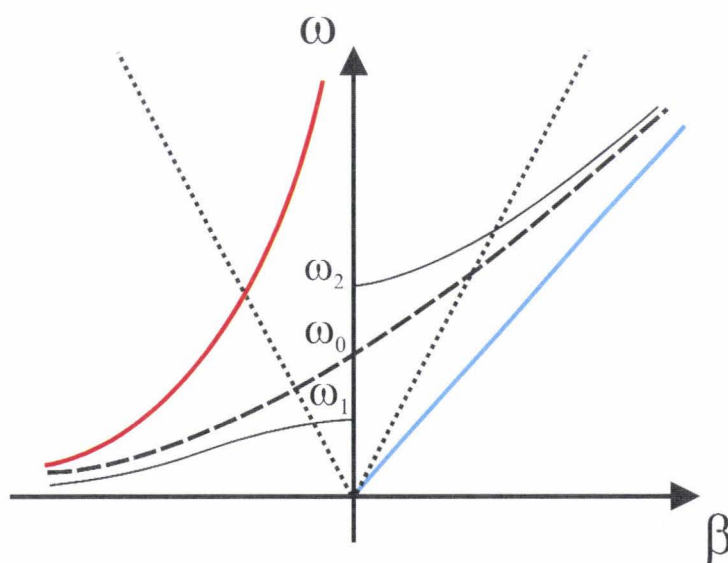


FIG. 3.7 – Diagramme de dispersion caractéristique d'une ligne de transmission composite (trait épais et fin). La bande interdite séparant la bande droite de la bande gauche est causée par la différence de résonance des deux fréquences propres (ω_1 et ω_2). Les bornes de ce gap sont d'ailleurs occupées par ces deux fréquences. La bande devient composite (composée de deux sous-bandes, l'une gauche et l'autre droite) quand les deux fréquences sont confondues (ω_0). En bleu, la relation de dispersion de la ligne de transmission non chargée. En rouge, la relation de dispersion d'une ligne gauchère idéale. Enfin, les droites en pointillés représentent le cône de lumière. La courbe de dispersion d'une ligne composite traverse ce cône en deux endroits. Par conséquent, la ligne possède quatre régimes de fonctionnement (par ordre des fréquences croissantes) : propagatif gauche, radiatif gauche, radiatif droit, et propagatif droit.

de résonateurs présents dans le circuit (figure 3.7). Dans le cas général, ces deux fréquences sont différentes. Pour équilibrer ces deux résonances, il faut que l'égalité suivante soit vérifiée [70] :

$$L'_R C'_L = L'_L C'_R \quad (3.14)$$

Une fois cette condition remplie, le schéma équivalent de la ligne de transmission (figure 3.8) ainsi que sa relation de dispersion se simplifient. La constante de propagation se résume à la somme d'une composante droitère avec une composante gauchère [70].

$$\beta = \omega \sqrt{L'_R C'_R} - \frac{1}{\omega \sqrt{L'_L C'_L}} \quad (3.15)$$

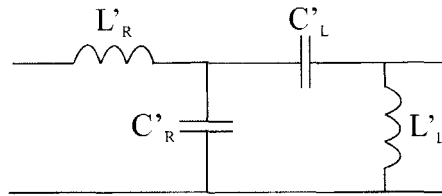


FIG. 3.8 – Circuit électrique équivalent au cas d'équilibre des fréquences de résonances ainsi que des impédances caractéristiques. Dans ce cas les deux circuits élémentaires ne sont plus superposés. Sérier ces cellules est suffisant pour rendre compte de la propagation dans la structure.

Aux basses fréquences, la courbe de dispersion tend vers le modèle main-gauche idéal alors qu'aux hautes fréquences, la relation de dispersion tend asymptotiquement vers le modèle main-droite d'une ligne de transmission classique.

Le cas équilibré fait apparaître un point singulier en lieu et place de bande interdite. En ce point la longueur d'onde guidée tend vers l'infini alors que la vitesse de groupe prend une valeur non-nulle. De plus, elle varie continûment de la bande LH vers la bande RH. Le vecteur d'onde, à l'inverse de la longueur d'onde, tend vers zéro ce qui confère à l'onde un déphasage nul en ce point de fréquence.

L'impédance caractéristique se calcule de la façon suivante :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{Z'}{Y'}} = Z_L \sqrt{\frac{L'_R C'_L \omega^2 - 1}{L'_L C'_R \omega^2 - 1}} \quad (3.16)$$

où Z_L est l'impédance de la ligne purement gauchère (PLH).

Dans le cas équilibré, $Z_0 = Z_L = Z_R$. L'impédance caractéristique ne dépend plus ici de la fréquence ce qui permet de l'adapter sur une grande plage de fréquence.

Il est possible d'extraire la permittivité et la perméabilité effective de la ligne en résolvant le système constitué des deux équations suivantes :

$$\beta = \omega \sqrt{\mu \varepsilon} \quad (3.17)$$

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \quad (3.18)$$

Dans le cas d'une ligne composite, les constantes diélectriques se réduisent aux termes suivants [65] :

$$\mu = L'_R - \frac{1}{\omega^2 C'_L} \quad (3.19)$$

$$\varepsilon = C'_R - \frac{1}{\omega^2 L'_L} \quad (3.20)$$

Si la modélisation homogène convient très bien aux lignes non-chargées (lignes de transmission ordinaires), il n'en est pas de même pour les lignes chargées. En effet, comme nous l'avons décrit précédemment, la fabrication des lignes gauchères nécessite l'introduction de filtre. Les éléments souvent localisés nécessaires à la fabrication de ces filtres sont disposés de façon périodique (dans le but de faciliter la modélisation des lignes). La modélisation homogène n'est dans ce cas pas correcte. Une ligne ordinaire se voit modélisée par une série de filtres caractéristiques d'éléments de longueurs infinitésimales [71]. L'ajout de filtres sous forme d'éléments localisés introduit cette fois une périodicité finie souvent imposée par les capacités technologiques utiles à la fabrication. Les quatre grandeurs électriques (deux inductances et deux condensateurs) sont donc ramenées sur une même période. Les grandeurs localisées vont donc être « diluées » au sein des grandeurs continues. Cela signifie que pour augmenter l'influence des éléments localisés, il suffit soit d'accroître leurs valeurs, soit d'en augmenter leur nombre par unité de longueur. Il est par contre important que cette structuration périodique reste toujours petite devant la longueur d'onde ($p < \frac{\lambda_{guide}}{4}$) pour satisfaire le principe d'appartenance aux métamatériaux. Enfin, la périodicité a une influence certaine sur les bandes de transmission tel que le nombre d'ondulations (*ripple*). Pour faire apparaître l'aspect inhomogène dans la relation de

dispersion d'une ligne, il suffit d'introduire la périodicité. Ceci fait apparaître des grandeurs discrètes dans l'équation générale [71] :

$$\beta\Lambda = \pm \sqrt{\omega^2 L_R C_R + \frac{1}{\omega^2 L_L C_L} - \left(\frac{L_R}{L_L} + \frac{C_R}{C_L} \right)} \quad (3.21)$$

avec $L'_R = L_R/\Lambda$, $C'_R = C_R/\Lambda$, $L'_L = L_L\Lambda$, et $C'_L = C_L\Lambda$.

Il est possible d'arriver au même résultat en repartant de la forme contenant l'impédance en série (Z) et l'admittance en parallèle (Y) exprimées sous la forme

$$\beta\Lambda = \arccos \left(1 + \frac{ZY}{2} \right) \quad (3.22)$$

et d'en faire l'approximation aux petits angles ($\beta\Lambda \rightarrow 0$). L'équivalence du modèle au cas homogène se fait pour des longueurs électriques petites. On retrouve ici une justification du critère de métamatériau pour une ligne de transmission composite qui impose une périodicité petite pour valider l'hypothèse d'homogénéisation.

La principale différence entre le diagramme d'une structure homogène et celui d'une structure inhomogène est que la périodicité géométrique (Λ) apparaît sur la représentation du vecteur d'onde (π/Λ). De ce fait l'aspect « infini » des bandes idéales RH et LH disparaît. En plus de la bande interdite induite par le désaccord des fréquences de résonances (cas *unbalanced*), il existe deux coupures (haute et basse) comme indiqué sur la courbe 3.9. L'aspect fini d'une cellule élémentaire induit un repliement des bandes sur le diagramme de dispersion. Ce phénomène est propre à toute structure périodique (infinie) et se dénomme parfois « effet » de Bragg en rapport avec le calcul de la relation de dispersion d'un empilement périodique 1-D de diélectriques.

Sur le diagramme de la ligne de transmission vient donc se superposer un effet passe-haut propre à la bande LH avec un effet passe-bas propre à la bande RH.

Les intérêts d'une telle ligne se profilent. L'aspect filtrant peut être mis en avant mais ne sera pas la caractéristique première de ce composant. En effet, la plupart des filtres sont optimisés d'abord en amplitude plutôt qu'en phase. De plus, ces filtres ordinaires ne souffrent pas de la restriction imposée par le critère de métamatériau. Par contre, l'intérêt principal reste le contrôle du déphasage induit le long de la structure [72]. En effet peu de déphaseurs, et encore moins de filtres, sont capables d'appliquer un déphasage quelconque (positif, négatif ou nul) sur un signal.

Le dernier point important concernant les lignes composites est leur relative compacité en raison de la taille de éléments localisés. Cette technologie permet de fabriquer des déphaseurs, coupleurs, et antennes aux dimensions moindres [66] [73] [74]. Les applications les plus abouties semblent actuellement centrées autour des antennes et en particulier les antennes constituées de ligne de transmission à déphasage nul (utilisation du point singulier de la bande composite)[71]. Un des principal problème quand on connecte plusieurs éléments rayonnants dans un but de créer un réseau d'antenne est le déphasage entre le rayonnement de chaque source. Pour cela on fabrique ces structures en arborescence. Connecter ces éléments en série à un même générateur, par l'intermédiaire de ligne à déphasage nul, permet de s'affranchir de ce problème (figure 3.10). De plus, les pertes par rayonnement participent à l'émission de l'antenne et ne paraissent plus comme un aspect négatif de ces structures.

L'application aux antennes est donc très prometteuse autour de ω_0 car ce point de fonctionnement est situé au dessus du cône de lumière (argument d'ordinaire péjoratif pour un guide d'onde). Rappelons qu'au dessus du cône de lumière l'onde tend à être rayonnée alors qu'au dessous elle tend à être guidée. Deux autres applications sont encore très intéressantes. Tout d'abord, le fait de

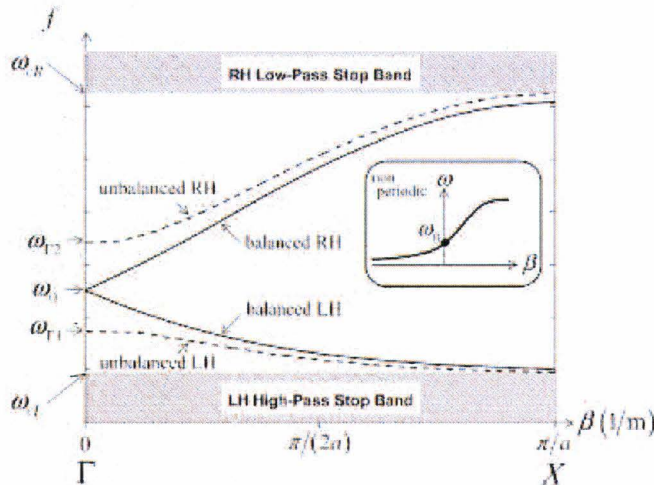


FIG. 3.9 – Diagramme de dispersion d'une ligne inhomogène extrait de Caloz *et al.* [70]. Dans ce cas, chaque cellule n'est plus de longueur infinitésimale mais finie. On passe ici d'une structure continue à une structure périodique ce qui a pour effet de créer deux bandes interdites aux limites de la bande de dispersion composite.

travailler à ω_0 permet, par simple augmentation ou diminution de fréquence, de sélectionner l'angle de rayonnement d'une ligne composite [75]. Il est aussi possible d'effectuer une sélection spatiale des fréquences d'une source large-bande (comme le fait un réseau de diffraction en optique). La dernière application consiste à agir directement sur la valeur des éléments localisés de chaque cellule séparément. Cela permet, grâce à des éléments variables, contrôlés en tension, de se déplacer localement autour de ω_0 non pas en faisant varier la fréquence de l'onde mais en créant un ω_0 différent par tension de polarisation et donc par cellule élémentaire (figure 3.11). Nous discuterons des futures applications possibles de ces structures dans le dernier chapitre de ce manuscrit.

L'utilisation du logiciel ADS de chez Agilent nous a permis d'étudier le comportement fréquentiel de lignes THz gauchères par une modélisation simple. Dans un premier temps nous avons cherché à optimiser les grandeurs des éléments localisés pour faire apparaître une bande de transmission centrée sur la gamme de fréquence visée. Le modèle du fil inductif de section circulaire ainsi que le modèle du peigne interdigité [76] et du condensateur plan sont décrits dans les équations suivantes :

$$L_{fil} = \frac{\mu_0}{2\pi} l \left(\ln \frac{2l}{r} - \frac{3}{4} \right) \quad (3.23)$$

où r est le rayon du fil et l sa longueur.

$$C_{inter} = \frac{K(k)}{K(k')} \varepsilon_0 (1 + \varepsilon_r) \frac{A}{L_e + L_g} \quad (3.24)$$

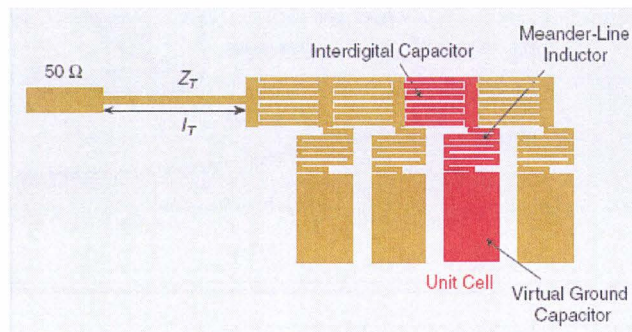


FIG. 3.10 – Masque de fabrication d'une structure rayonnante développée par Caloz [71] constitué de quatre éléments sériés grâce à l'utilisation de ligne de transmission à déphasage nul. Par ce dispositif, chaque élément rayonne en phase sans pour autant que l'antenne soit fabriquée en arborescence.

avec $K(k)$ l'intégrale elliptique du premier ordre, ϵ_r la permittivité du substrat et A l'aire du peigne. L_e et L_g sont respectivement la largeur des doigts et la largeur entre les doigts.

$$K(k) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \phi}} d\phi \quad (3.25)$$

avec

$$k = \tan^2 \left(\frac{\pi L_e}{4(L_e + L_g)} \right) \quad (3.26)$$

et

$$k' = \sqrt{1 - k^2} \quad (3.27)$$

$$C_{plan} = \frac{\epsilon S}{d} \quad (3.28)$$

où ϵ est la permittivité du diélectrique entre les plans, S la surface du condensateur et d la distance entre les plans.

Sur la figure 3.12, on distingue l'évolution de la capacité interdigitée en fonction de la largeur des doigts. La fabrication de ces peignes et leur intégration sur une ligne de transmission passe par une étape de lithographie électronique pour des doigts sub-microniques. De plus, dans le cas des lignes les plus longues, la relative « fragilité » de cette structure augmente la probabilité d'avoir un court circuit dans au moins un condensateur. C'est pourquoi s'est imposé le choix du

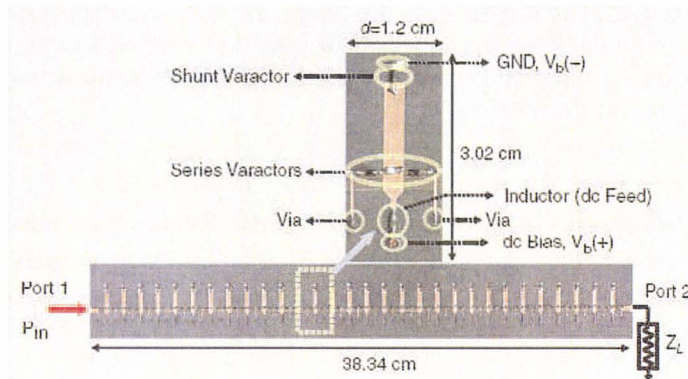


FIG. 3.11 – Photographie d'un dispositif rayonnant composé de cellules contenant des éléments varactor [71]. La polarisation appliquée à ces éléments variables permet de faire varier la courbe de dispersion de la ligne et en particulier de se déplacer de la bande *backward* à la bande *forward* avec une grande facilité. Par cette technique, il est possible de sélectionner la direction suivie par le rayonnement (vers l'avant ou vers l'arrière).

condensateur plan.

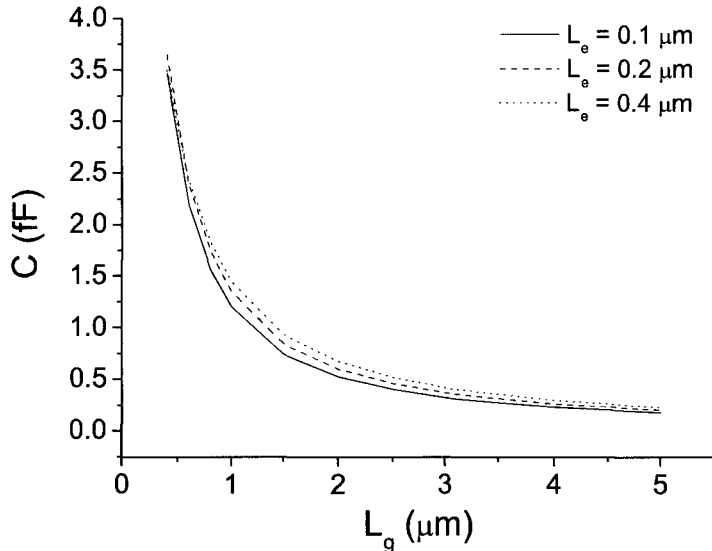


FIG. 3.12 – Courbe d'évolution de capacités interdigitées déposées sur un substrat de permittivité égale à 4.5 en fonction de l'espace entre les doigts avec un composant de surface fixe ($100 \mu\text{m}^2$). L_e et L_g sont respectivement la largeur des doigts et la largeur entre les doigts. La valeur de capacité est plus faible que celle obtenue avec un condensateur plan de même surface et d'une épaisseur de nitrure de silicium d'environ 500 nm. Ce condensateur a une capacité de 12.4 fF pour un permittivité de 7.

Par souci de compacité le fil inductif est replié sur lui même sous forme de méandres. Cette configuration diminue fortement la valeur de l'inductance car les courants circulant dans le fil sont en vis-à-vis mais de sens opposés, contrairement à une inductance en spirale, où tous les courants circulent dans le même sens.

Sur la figure 3.13, sont superposées les courbes de transmission calculées avec le logiciel ADS pour une ligne de transmission comportant 12 cellules en faisant varier la valeur de la capacité localisée de 5 fF à 20 fF. Sur la figure 3.14, nous avons fait de même avec la valeur d'inductance (de 10 pH à 200 pH). On remarque que ces variations font évoluer la transmission de façon très différente. En effet, la position des deux fréquences de résonance ne varie pas de la même façon si on agit sur la capacité ou sur l'inductance. La borne inférieure de la

deuxième bande interdite dépend de la capacité alors la borne supérieure dépend de l'inductance.

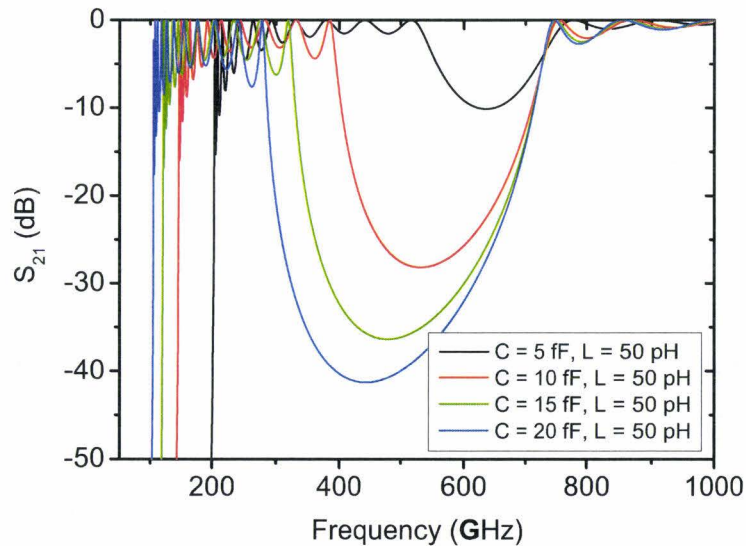


FIG. 3.13 – Courbe de transmission d’une structure de 12 cellules simulée par ADS en faisant varier la capacité. La borne supérieure de la bande interdite reste fixe. La seconde borne se déplace en fonction de la valeur de C . Plus la capacité est grande, plus la bande interdite est grande. De plus, cette valeur a une forte influence sur la première bande de transmission dont la fréquence centrale diminue quand la capacité augmente. Il en est de même pour la largeur de bande.

Dans le but de s’approcher du composant le plus réaliste, nous avons utilisé les modèles de lignes de la bibliothèque ADS se rapprochant le plus de la ligne CPS. Malheureusement, ces modèles n’étant pas satisfaisants, nous nous sommes tournés vers une simulation électromagnétique réalisée grâce au logiciel HFSS (Ansoft). Cette simulation a permis de simuler soit une ligne de transmission non chargée et de réintroduire ce résultat dans le circuit simulé sous ADS, soit de simuler la structure complète comportant l’inductance en méandre ainsi que le condensateur plan (figure 3.16).

La figure 3.15 représente la structure guidée en question simulée par le logiciel HFSS et visualisée à partir de ce même logiciel en trois dimensions.

A partir des paramètres S_{ij} extraits de ces différentes simulations, il est

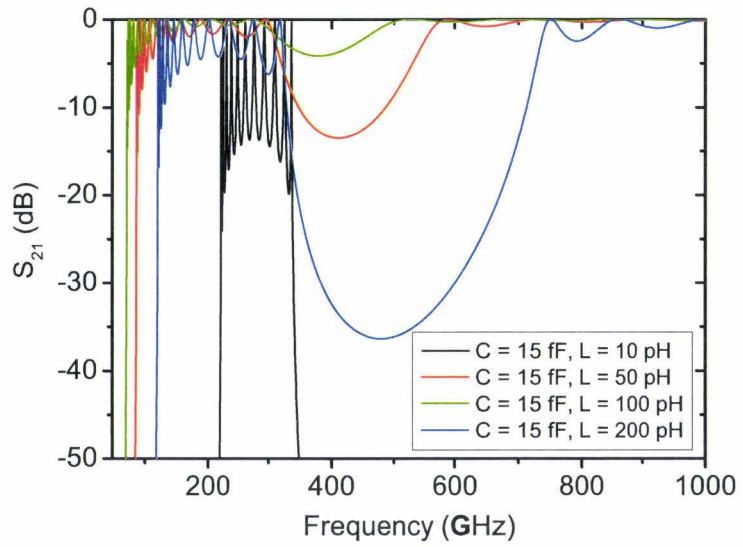


FIG. 3.14 – Courbe de transmission d'une structure de 12 cellules simulée par ADS en faisant varier l'inductance. La bordé inférieure de la bande interdite est invariante. La largeur de la bande interdite augmente avec la valeur de l'inductance, à l'opposé de la largeur de la première bande passante.

possible de déterminer la relation de dispersion d'une structure. Pour cela, il suffit de simuler une cellule élémentaire constituant la ligne de dimension finie. La matrice S calculée par cette méthode doit subir ensuite une transformation. Cette matrice modélise un quadripôle par des relations entre les amplitudes des signaux à l'entrée et à la sortie. On choisit de la transformer en une matrice chaîne. Ce type de matrice agit sur les vecteurs (tension, courant) et permet de ce fait d'être chaînées (figure 3.17) La matrice met en relation entrée et sortie. A est l'élément diagonal de la matrice chaîne. Le vecteur d'onde se calcule de la façon suivante [49] :

$$\beta\Lambda = \arg(A \pm \sqrt{A^2 - 1}) + 2k\pi, k \in Z \quad (3.29)$$

$$\alpha\Lambda = \ln |A \pm \sqrt{A^2 - 1}| \quad (3.30)$$

Par convention, les matrices S et C (chaîne) sont définies comme suit :

$$\begin{pmatrix} B_1 \\ B_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} \quad (3.31)$$

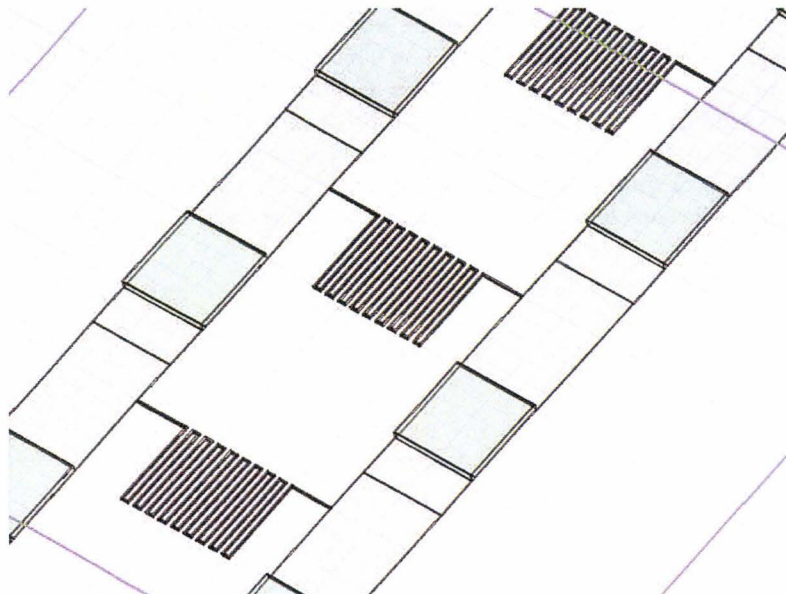


FIG. 3.15 – Représentation 3-D d'une ligne terahertz composite simulée grâce au logiciel HFSS.

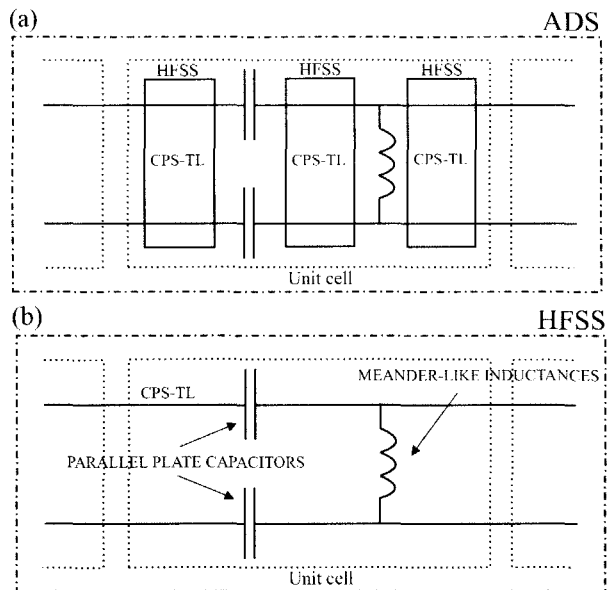


FIG. 3.16 – Comparaison de deux modèles permettant de simuler les paramètres S de la structure étudiée. Le modèle (a) permet de simuler la structure grâce au logiciel ADS. Comme le modèle de lignes CPS fourni dans la bibliothèque ADS n'est pas réaliste (ajout de plan de masse obligatoire, modélisation basse fréquence), nous avons simulé une portion de ligne CPS avec le logiciel HFSS que nous avons ensuite introduit dans le simulateur circuit de ADS. Cette technique de simulation est pleinement exploitée et sera décrite dans la thèse de doctorat de M.-F. Foulon. Nous nous sommes tournés ici vers une simulation complète d'une cellule élémentaire par le logiciel HFSS. Ce modèle (b) contient les éléments localisés sous leur forme géométrique la plus réaliste possible.

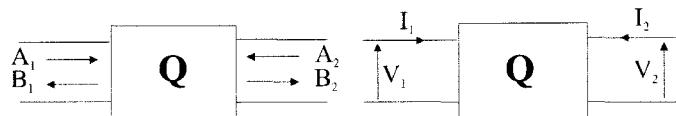


FIG. 3.17 – Schéma illustrant les conventions géométriques couramment utilisées en électronique qui sont la matrice S et la matrice C (courant-tension).

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ I_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_2 \\ -I_2 \end{pmatrix} \quad (3.32)$$

Sur la figure 3.18, on distingue le diagramme de dispersion calculé pour la structure schématisé en figure 3.15. La longueur du fil inductif est d'environ $200 \mu m$, et d'une section carrée de 200 nm . L'épaisseur de diélectrique dans le condensateur est de 500 nm et sa surface de $100 \mu m^2$. Dans cette simulation, le diélectrique choisi est sans pertes et de permittivité égale à 7 (nitrure de silicium). Le diagramme de dispersion nous confirme la présence d'une bande passante comprise entre 150 et 380 GHz . Sur cette même figure nous avons ajouté la partie imaginaire du nombre d'onde (α). Celle-ci croît dans les bandes interdites et reste nul dans la bande passante conformément à un calcul sans pertes. La dernière courbe de cette figure est une droite représentant le modèle de la relation de dispersion d'une ligne CPS aux mêmes dimensions mais non chargée ($v = 0.6c$). L'intérêt de ce diagramme est de montrer clairement le signe de la vitesse de phase. En effet, la pente de la courbe propre à la ligne chargée par des éléments localisés est positive ce qui signifie que la vitesse de groupe est positive. Par conséquent, le sens du vecteur de Pointing (énergie) est inchangé. Par contre, cette courbe se situe du côté négatif de l'axe du nombre d'onde. De ce fait, la vitesse de phase est négative. Dans ce cas, $v_\varphi v_g < 0$. Dans la même zone de ce graphique ($v_\varphi < 0$), la droite de dispersion d'une ligne CPS a une pente négative donc $v_\varphi v_g > 0$. L'ajout d'éléments localisés a bien eu pour effet d'inverser le sens de la vitesse de phase sur le diagramme de dispersion dans une gamme de fréquence donnée.

Nous avons représenté sur la figure 3.19 la transmission, calculée par HFSS, d'une structure constituée d'une seule cellule ainsi que la transmission d'une ligne de douze cellules. On remarque qu'un filtre formé de 12 cellules laisse apparaître la bande de transmission prédite par le calcul du diagramme de dispersion. On remarque une forte réjection aux basses fréquences confirmée par la valeur de α sur le diagramme, en comparaison avec la seconde bande interdite (au dessus de 380 GHz). On distingue de multiples oscillations au sein de la bande de transmission (ripple) qu'il est impossible de supprimer complètement. En effet, ces oscillations sont en partie liées à la désadaptation d'impédance entre la ligne chargée et non chargée. Pour minimiser ces ondulations, il faut que la ligne soit équilibrée ($Z_R = Z_L$). Chaque pic de la bande de transmission est en fait un mode propre de la structure dû à sa longueur finie. Une infinité de cellules induit une infinité de pics sur le spectre. Celui-ci paraîtrait de ce fait continu.



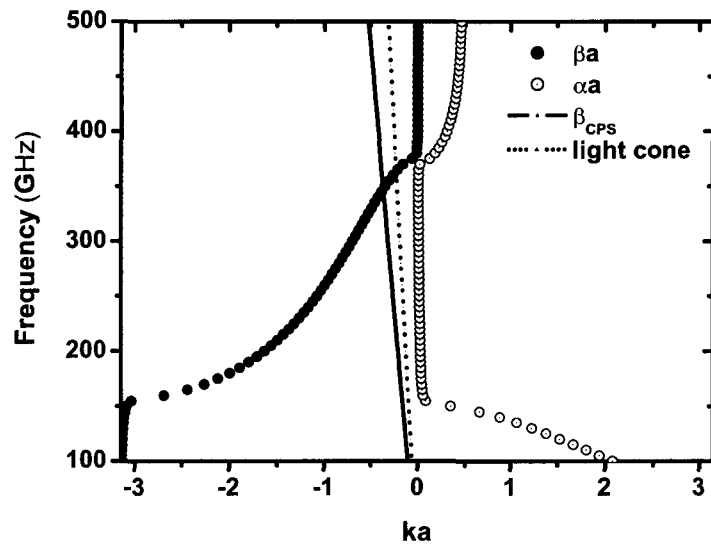


FIG. 3.18 – Diagramme de dispersion obtenu à partir des paramètres S calculés avec HFSS. Sur cette courbe ont été représentées la partie réelle et imaginaire du nombre d'onde.

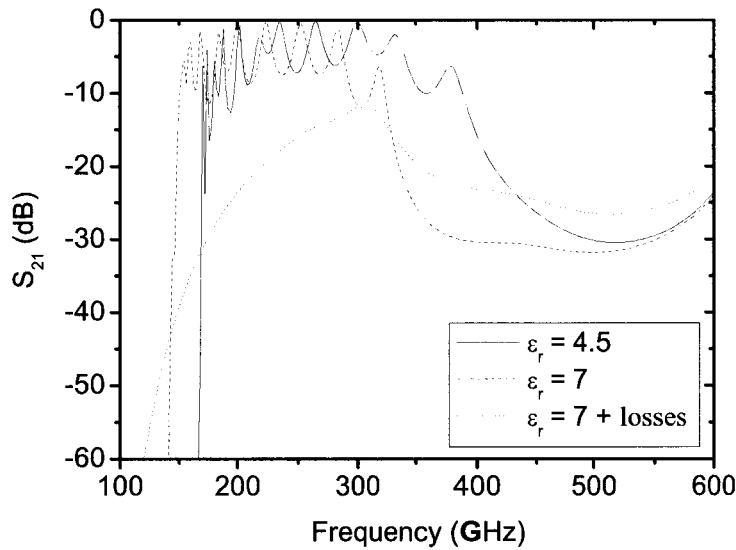


FIG. 3.19 – Paramètre S_{21} calculé par HFSS pour une ligne de transmission comportant 12 cellules. Le spectre transmis laisse apparaître une bande correspondant au calcul du diagramme de dispersion ainsi qu'une bande interdite. Les nombreuses oscillations au sein de la bande de transmission sont dus à la longueur finie de la structure et représentent chacun un mode propre du système. Les deux premières courbes ont été obtenues pour des condensateurs contenant du nitrure de silicium de permittivité égale à 7 (fréquences micro-ondes) et 4.5 (fréquences optiques). La troisième courbe est obtenue en ajoutant des pertes diélectriques au substrat ($\tan \delta = 5.10^{-4}$) et des pertes métalliques. Le volume simulé est ouvert car il est entouré de conditions radiatives. Cela permet de tenir compte des pertes radiative. Faire varier la permittivité du diélectrique contenu dans le condensateur permet de déplacer la bande de transmission et de faire varier sa largeur. L'ajout de pertes (métallique et diélectriques) fait passer la transmission de -8 dB à environ -12 dB. La faible transmission de la bande passante est due à la désadaptation de l'impédance de la bande droitière par rapport à l'impédance de la ligne non chargée.

Dans le cas d'une combinaison de simulation HFSS/ADS, nous avons réintroduit les paramètres S_{ij} d'une ligne CPS dans le circuit électrique. Même si les éléments sont localisés, ils ont tous des dimensions finies et sont connectés à des distances non-négligeables. C'est pourquoi nous avons inséré une portion de ligne entre chaque élément ce qui correspond le mieux à la description physique de la ligne.

Sur la figure 3.20 sont représentées les relations de dispersion calculées par deux méthodes différentes. La courbe de marqueurs est la simulation électromagnétique de la structure par le logiciel HFSS. La courbe en pointillés bleus est la modélisation par schéma équivalent décrit par la formule de dispersion d'une ligne de transmission composite. On remarque que la valeur d'inductance est plus faible que ce qui est estimé par le modèle du fil inductif de section circulaire (275 pH). Nous nous sommes servi des deux fréquences délimitant la bande interdite pour faire concorder le modèle avec la simulation électromagnétique. On remarque néanmoins que c'est aux basses fréquences de la bande de transmission gauchère que le modèle concorde le moins. D'autres études ne figurant pas dans ce manuscrit, utilisant le logiciel ADS combiné aux simulations de lignes coplanaires par d'HFSS, mettent en évidence que ces simulations permettent de mieux concorder aux basses fréquences avec la simulation électromagnétique complète. Cela s'explique par le fait la simulation ADS peut être utilisé comme un intermédiaire entre la modélisation de type circuit et la simulation électromagnétique et qu'elle rend bien compte de l'ensemble des effets physiques présents.

A partir de la relation de dispersion, il est possible d'extraire la vitesse de phase (figure 3.21). Celle-ci est négative sur toute la première bande et superluminale à proximité de la bande interdite. En effet, la vitesse de phase tend vers l'infini quand le nombre d'onde tend vers zéro.

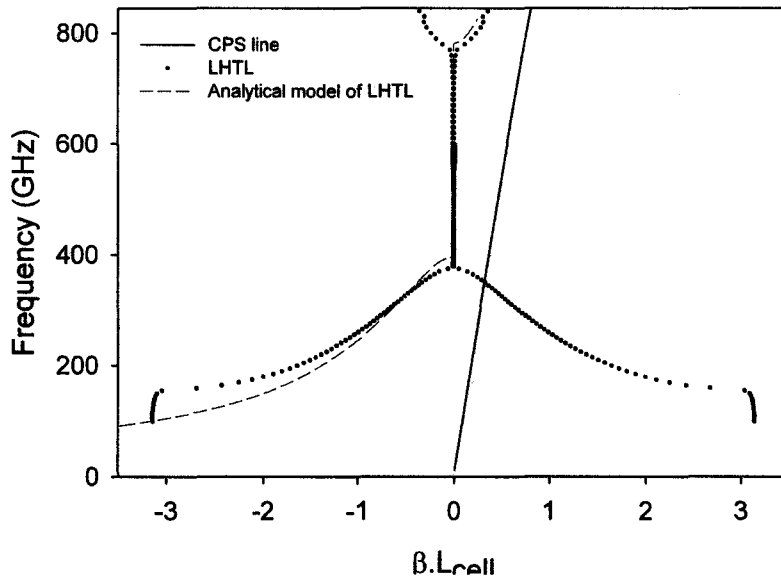


FIG. 3.20 – Comparaison de deux diagrammes de dispersion de la ligne de transmission composite THz. Le premier diagramme (points noir) représente la simulation par HFSS. On distingue la deuxième bande au delà de 700 GHz (bande droitère). Nous avons choisi de ne pas afficher le diagramme à plus haute fréquence en raison de la présence des différents modes de substrat. Le second diagramme (pointillés bleu) est un modèle basé sur la théorie des lignes. Pour définir les paramètres du modèle, on utilise les deux seules fréquences connues à partir de la simulation par HFSS, que sont les fréquences des circuits gaucher et droitiers idéaux définies par les bornes de la bande interdite. La droite représente la dispersion d'une même ligne coplanaire non chargée par les éléments localisés. La seconde bande de transmission tend asymptotiquement vers cette droite et confirme que la dispersion d'une ligne composite tend vers le modèle droitier idéal. La courbe analytique (bleu) a été obtenue pour les valeurs suivantes : $C'_R = 35.7 \text{ pF/m}$, $L'_R = 870 \text{ nH/m}$, $C_L = 6.2 \text{ fF}$, et $L_L = 38 \text{ pH}$.

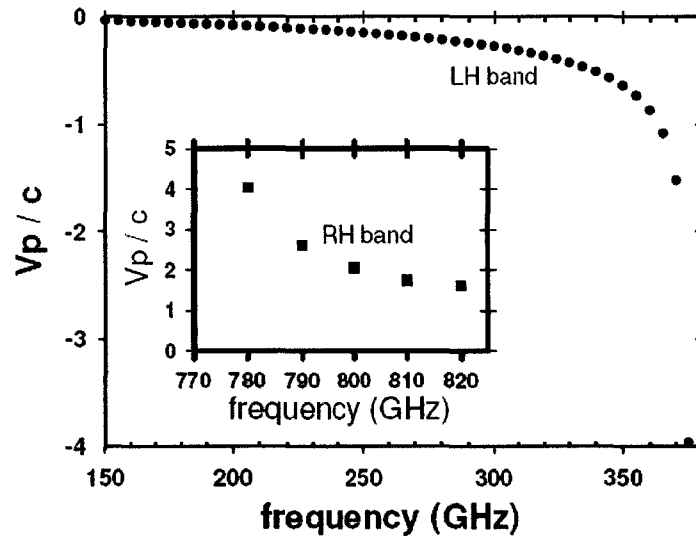


FIG. 3.21 – Vitesse de phase extraite du diagramme de dispersion calculé à partir d'une cellule élémentaire simulée par HFSS.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre après avoir défini les métamatériaux ainsi que les matériaux gauchers, nous avons décrit les propriétés induites par le retournement de la vitesse de phase. Les différentes structures à rétropropagation de phase ont été présentées. Après avoir introduit le concept de matériau doublement négatif, avec en particulier les métamatériaux constitués de fils métalliques et d'anneaux fendus, nous avons utilisé la théorie des lignes de transmission pour démontrer la possibilité d'observer un phénomène de rétropropagation de phase dans des lignes coplanaires (CPS) fonctionnant aux fréquences terahertz. Les simulations ont été plus particulièrement effectuées pour un milieu de propagation chargée périodiquement d'éléments localisés inductif et capacitifs, avec une période bien plus petite que la longueur d'onde. Des simulations effectuées grâce au logiciel HFSS ont permis de déterminer le diagramme de dispersion correspondant à ces lignes là encore grâce à l'utilisation des matrices chaînes. Par cette technique, nous avons pu mettre en évidence l'existence d'une bande de transmission gauchère centrée autour de 300 GHz.

CHAPITRE 4

Fabrication de lignes de transmission à vitesse de phase négative

L'ensemble des techniques de fabrication nécessaires à la réalisation de guides d'ondes gauche terahertz seront exposées dans ce chapitre ainsi qu'un descriptif rapide des procédés de fabrication utilisés en microélectronique.

106 Fabrication de lignes de transmission à vitesse de phase négative

4.1 Le choix d'un substrat

Une des nombreuses difficultés propres à la réalisation de composants fonctionnant aux fréquences terahertz est le choix du substrat. En effet, les pertes diélectriques sont parfois importantes à ces fréquences. De plus, la montée en fréquence sur un substrat fait apparaître des modes de substrat. Pour repousser ces modes, il est utile d'utiliser un matériau à indice de réfraction faible. Notre choix s'est porté sur le quartz car il remplit assez bien ces différentes conditions. Un des autres intérêts du quartz est sa transparence dans le visible. Ceci permet une imagerie en transmission et en réflexion du composant par une simple caméra. Par ailleurs, le rayonnement laser utilisé dans le montage expérimental a une longueur d'onde proche de 900 nm ce qui lui permet de traverser le substrat pratiquement sans atténuation. Le tableau 4.1 permet de comparer les pertes diélectriques de différents matériaux.

Matériaux	Fréquence	$\tan \delta$
GaAs	600 GHz	$7.5 \cdot 10^{-4}$
BCB	400 GHz	$2.5 \cdot 10^{-3}$
Quartz (o)	900 GHz	$8 \cdot 10^{-4}$
Quartz (e)	900 GHz	$0.5 \cdot 10^{-4}$

FIG. 4.1 – Estimation des pertes de quelques substrats aux fréquences terahertz [77].

L'utilisation du quartz permet de s'assurer que la dispersion présente sur la ligne ne sera pas due au choix du substrat. De plus dans le cadre de notre étude, la capacité parasite induite par la géométrie de ligne peut, elle aussi, être minimisée par l'utilisation d'un substrat basse permittivité.

4.2 Procédés technologiques utiles à la fabrication d'un guide gaucher THz

Dans le cadre de la fabrication des guides terahertz, une grande partie des techniques décrites dans ce chapitre interviennent. Les différentes étapes technologiques seront décrites et insérées parmi un descriptif plus large incluant les procédés technologiques les plus utilisés en micro-électronique. Avant d'effectuer la présente description, nous résumons en quelques lignes les étapes technologiques se succédant dans la fabrication du composant.

Dans le but de déposer les inductances sur un substrat (débarassé de ces impuretés), nous avons choisi d'effectuer l'étape de lithographie électronique en premier (figure 4.2(a)). Cela permet aussi de déposer les marques qui servent aux trois étapes d'alignement.

Le dépôt des lignes CPS se fait en deux étapes à cause de la présence des condensateurs plan en série. On vient donc déposer une première série de segments métalliques après lithographie optique (figure 4.2(b)). Ensuite, on dépose le nitrure de silicium. Celui-ci subit un transfert de masque par gravure RIE après lithographie optique (figure 4.2(c)). Enfin, on dépose le reste des tronçons métalliques constituant les lignes CPS venant ainsi chevaucher les plots de nitrure de silicium dans le but de finaliser la structure des condensateurs et d'assurer la continuité des rubans métalliques de la CPS (figure 4.2(d)).

4.3 Le dépôt métallique par évaporation

Le guide d'onde gaucher, fabriqué ici, est un métamatériau métallique. Sa fabrication nécessite donc la maîtrise des dépôts métalliques et en particulier le titane et l'or constituant les rubans du guide. L'électronique moderne maîtrise avec précision ces procédés et distingue deux techniques : la pulvérisation cathodique et l'évaporation.

Dans le cas de la pulvérisation cathodique, on utilise un plasma d'argon dont les ions bombardent une cible et arrachent les atomes de celle-ci dans une enceinte basse-pression. Ces mêmes atomes viennent ensuite se déposer sur un substrat. Dans la plupart des cas, on désire déposer le matériaux pur se trouvant sur la cible, c'est pourquoi on utilise un gaz neutre comme l'argon. Il est possible de déposer des dérivés en utilisant un gaz adapté comme l'oxygène ou l'azote dans le cas d'un dépôt d'oxyde ou de nitrure (pulvérisation réactive). Pour générer le plasma, on utilise un générateur RF (parfois une haute tension continue suffit dans le cas exclusif d'une cible conductrice). Une variante de ce dépôt est la pulvérisation par faisceau d'ions. Ce faisceau vient arracher des atomes de la cible qui viennent se fixer au substrat.

Ce type de dépôt possède divers avantages comme la possibilité de déposer des couches d'épaisseur suffisante dans un temps raisonnable. Ce dépôt s'accompagne d'une forte élévation de température due à l'énergie importante du bombardement. Seul sa relative isotropie reste un inconvénient majeur surtout pour les lift-off d'éléments de petites tailles.

Le procédé utilisé pour le dépôt de grande précision, par exemple dans le cas

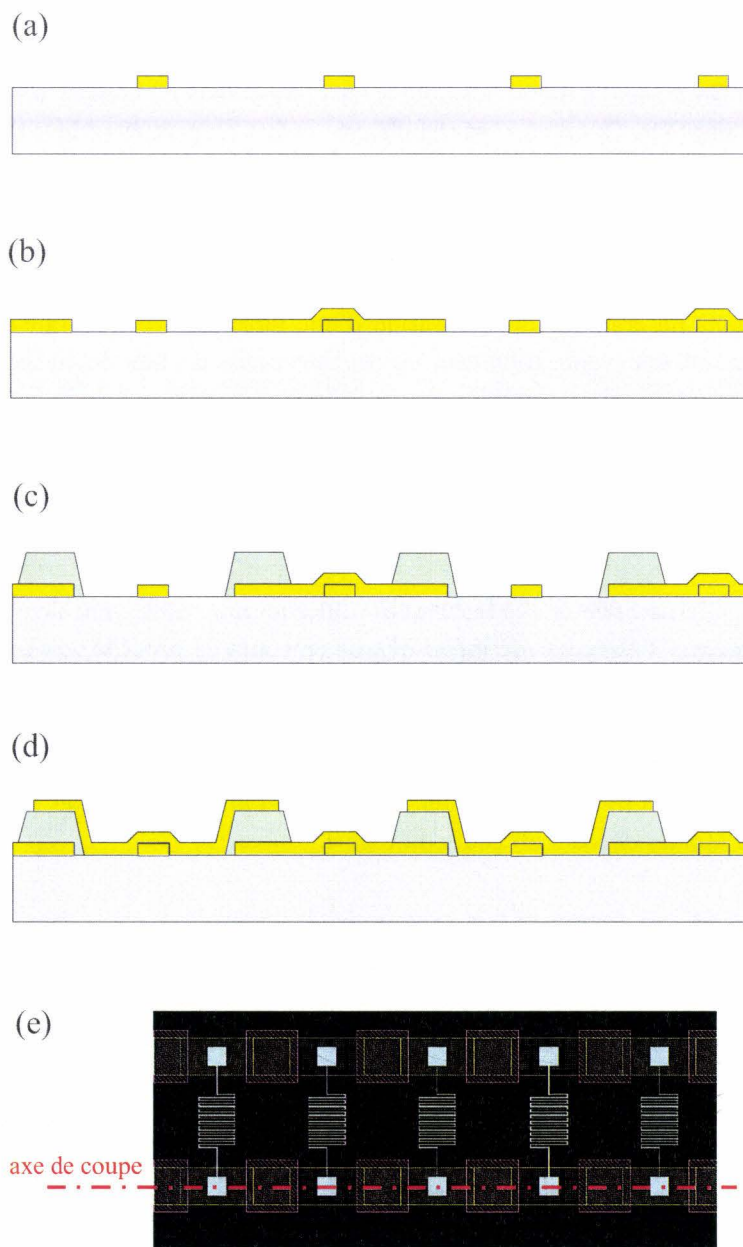


FIG. 4.2 – Schéma illustrant la succession des étapes technologiques (sous forme de coupes) correspondant à la fabrication des lignes de transmission composites. (a) Dépôt des inductances après une lithographie électronique. Sur cette coupe longitudinale des lignes, on remarque les plots métalliques connectés aux extrémités de celles-ci. (b) Dépôt des premiers segments de lignes. (c) Dépôt du nitrure de silicium et gravure des plots de diélectriques. (d) Dépôt de la seconde partie des segments de ligne. (e) Représentation du plan de coupe sur le masque correspondant aux lignes de transmission fabriquées.

110 Fabrication de lignes de transmission à vitesse de phase négative

d'un contact ohmique, est l'évaporation. On distingue différentes catégories. Les plus courantes sont l'évaporation par effet Joule et l'évaporation par faisceau d'électrons. Le métal à évaporer est déposé dans un creuset résistif, souvent en tungstène. Ce creuset est chauffé par un fort courant électrique ce qui induit une violente élévation de la température du matériau. Un jet d'atomes est vaporisé sur le substrat à métalliser avec un très bon contrôle de l'épaisseur. Dans le cas de l'évaporation par faisceau d'électrons, des électrons venant d'un canon à électrons sont dirigés à l'aide d'un champ magnétique vers le métal contenu dans un creuset. La focalisation d'une forte densité d'énergie sur le matériau induit son évaporation avec un contrôle précis du flux de matière.

La vitesse de ce dépôt est plus lente que dans le cas d'une pulvérisation cathodique. De plus, la température de dépôt est plus élevée et le dépôt plus anisotrope.

L'ensemble de ces techniques utilise un moyen de contrôle très efficace pour estimer l'épaisseur de métal déposé en cours de procédé : la balance à quartz. Une sonde incluant un cristal de quartz est placée à proximité du flux de matière. Ce cristal polarisé oscille à une fréquence propre. Pendant le dépôt, les atomes se déposent sur le quartz et font changer sa masse. Ce changement de contrainte fait évoluer la fréquence d'oscillation et permet ainsi de remonter jusqu'à l'épaisseur d'atomes déposés au cours du temps.

Au cours de la fabrication du composant, nous avons eu recours à l'évaporation par faisceau d'électrons dans le but de déposer des séquences titane/or d'une épaisseur de 200 nm et 300 nm respectivement. Nous avons systématiquement déposé une couche de titane avant l'or dans le but d'assurer la bonne adhérence du film métallique sur le substrat de quartz ainsi que sur l'ensemble des composés constituant le procédé technologique. Dans le tableau 4.3 nous résumons les séquences qui ont été mises en oeuvre pour la métallisation des inductances et des lignes CPS par technique de *lift-off*.

métallisation des inductances	métallisation des lignes CPS
Ti : 50 nm	Ti : 50 nm
Au : 150 nm	Au : 250 nm

FIG. 4.3 – Séquences métalliques appliquées lors de la fabrication des lignes coplanaires et des inductances.

4.4 La lithographie électronique

La lithographie est une technique consistant à imprimer un motif dans une résine sensible à un rayonnement. Cette résine est généralement déposée par centrifugation dans le but d'obtenir une épaisseur contrôlée et homogène sur la totalité de la surface. On utilise le plus souvent une résine organique bien que la nanolithographie fasse de plus en plus appel aux résines minérales. Ces résines sont de solubilité variable dépendant des différents traitements thermiques et chimiques effectués. L'irradiation se fait uniquement sur certaines zones du substrat ce qui permet de la structurer dans le plan.

En pratique, le procédé consiste à reproduire par une exposition de la résine au travers un masque (physique pour la lithographie optique) les détails de celui-ci. Par la combinaison de cette technique aux procédés de gravure et de dépôt, il est possible de structurer d'autres matériaux que la résine.

Dans le cas de la lithographie électronique, on utilise une résine sensible aux électrons. Dans le cadre de la fabrication des composants étudiés dans ce manuscrit, nous avons utilisé une résine à base de polyméthacrylate de méthyle (PMMA). La lithographie électronique s'impose dans des structurations de motifs de très petites tailles (jusqu'à quelques dizaines de nanomètres). La PMMA est une résine positive car les zones exposées disparaissent après révélation.

De façon générale, les résines sont recuites après enduction afin de les durcir. Vient ensuite l'étape d'insolation. Enfin, après parfois un second recuit, on révèle la résine grâce à un développeur chimique.

Les flancs de gravure sont communs (profil mesa) et ne permettent pas de définir de petits objets métalliques isolés. Pour cela on utilise la spécificité du profil en casquette très important dans la technique de « lift-off ». Le profil en casquette permet d'assurer lors du dépôt une rupture entre le film métallique sur la résine et celui du substrat. Sur la figure 4.4, nous avons schématisé les étapes d'insolation et de lift-off. Le solvant permet la libération des zones métalliques inutiles en pénétrant facilement sous la casquette. Pour accélérer le processus de lift-off, on chauffe le solvant et si cela ne suffit pas, on place l'échantillon dans un bain à ultrasons, ce qui peut être problématique dans le cas où l'adhérence des métaux sur le substrat est moyenne.

Pour le masquage électronique ayant pour finalité un lift-off avec pour but d'obtenir un profil en casquette idéal, nous avons fait appel à un bicouche de résine électrosensible : la PMMA et son copolymère associé, la MAA. Cette structure est couramment appelée PMMA/COPO. Il est à noter que la résine électronique forme naturellement un profil en casquette mais nous préférons un

112 Fabrication de lignes de transmission à vitesse de phase négative

bicouche ouvrant la possibilité de déposer des couches de métal d'épaisseurs plus importantes et fiabilisant la technique du lift-off.

Dans la configuration standard PMMA/COPO, la résine supérieure est moins sensible aux électrons, c'est pourquoi la résine inférieure est sous-gravée pendant la révélation. Le profil en casquette est accentué lors du rinçage à l'alcool, après la révélation, qui lui aussi contribue à dissoudre le copolymère sans altérer la PMMA.

Dans la pratique, le procédé se décrit comme suit. On dépose tout d'abord sur le substrat le copolymère (EL13/MAA 8.5). Ce résinage se fait capot fermé. Ensuite, on recuit la résine, tout d'abord à 80 °C pendant 1 mn sur plaque chauffante, puis à 170 °C pendant 30 mn dans une étuve.

Le procédé de dépôt de la PMMA 495K 3% est identique, à l'exception des paramètres de la tournette. Celui-ci est effectué après une phase de refroidissement de 10 mn à température ambiante.

Lors de l'écriture des inductances par le faisceau d'électrons, le quartz risque localement de se charger électriquement et de dégrader la définition du masque de résine. Pour éviter cela, nous avons décidé de recouvrir le bicouche de résines

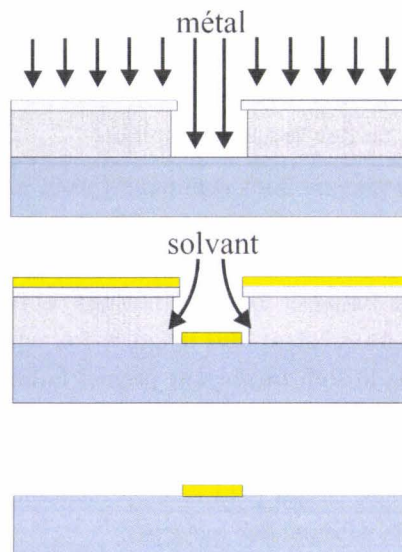


FIG. 4.4 – Description du procédé de lift-off pour un dépôt métallique. Sur le premier schéma, on observe un bicouche de résine révélé. Le métal se dépose au fond des motifs. Ensuite l'échantillon est plongé dans un solvant. Celui-ci libère les surfaces de métal déposées sur la résine.

d'un film de germanium déposé par évaporation d'une épaisseur de 5 nm, cette couche permettant l'évacuation des charges. Une synthèse des paramètres de l'étape figure dans le tableau 4.5.

Avant la révélation, on ôte le film métallique par une oxydation à l'eau oxygénée diluée pendant quelques secondes. L'étape finale est la révélation, sous agitation, dans une solution de MIBK diluée dans de l'alcool isopropylique (IPA). Le contrôle de la révélation s'effectue par microscopie optique. Lorsque la révélation est terminée, le contour des motifs est difficilement discernable, le contraste quartz/résine étant relativement faible. La vérification se fait alors par microscopie électronique (MEB). Malgré les performances de cette technique, l'imagerie électronique de structures sur quartz souffre de la présence de charges électriques qui provoquent des mouvements de dérive de l'image lors de la mise au point et de la prise de cliché.

La figure 4.6 montre des rubans révélés dans la résine correspondant à la largeur d'un fil inductif.

Après cette étape de nanolithographie, on effectue un dépôt Ti/Au par évaporation d'une épaisseur totale de 200 nm. Le lift-off se déroule généralement sans problèmes dans un bain d'acétone.

La figure 4.7 illustre la phase de dépôt métallique d'une inductance après lift-off. Cette inductance est reliée à deux plots métalliques de $5\ \mu\text{m}$ de côté chacun. Ces plots sont utiles à la connection des lignes déposées ultérieurement. L'inductance a une longueur dépliée d'environ $200\ \mu\text{m}$ et est constituée d'un fil de section carrée de 200 nm. Une telle résolution est impossible à atteindre par une technique de lithographie optique. L'accès à une technologie de nanolithographie est indispensable à la réalisation d'éléments localisés submicroniques.

enduction MAA8,5 (EL13%)	$\omega = 2900\ \text{tr}/\text{mn}; \dot{\omega} = 1000\ \text{tr}/\text{mn}/\text{s}; t = 12\ \text{s}$
recuit sur plaque	80 °C pendant 1 mn
recuit en étuve	170 °C pendant 30 mn
refroidissement	10 mn à température ambiante
enduction PMMA 495K 3%	$\omega = 3400\ \text{tr}/\text{mn}; \dot{\omega} = 1000\ \text{tr}/\text{mn}/\text{s}; t = 12\ \text{s}$
recuit sur plaque	80 °C pendant 1 mn
recuit en étuve	170 °C pendant 30 mn
métallisation	5 nm de Ge
lithographie électronique	
gravure humide du Ge	quelques secondes dans $\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ (1 :1)
révélation au MIBK/IPA (1 :2)	environ 1 mn de révélation et 1 mn de rinçage

FIG. 4.5 – Procédé de dépôt du bicouche PMMA/COPO.

114 Fabrication de lignes de transmission à vitesse de phase négative

La lithographie électronique est l'étape clé de la fabrication de lignes de transmission terahertz composites.

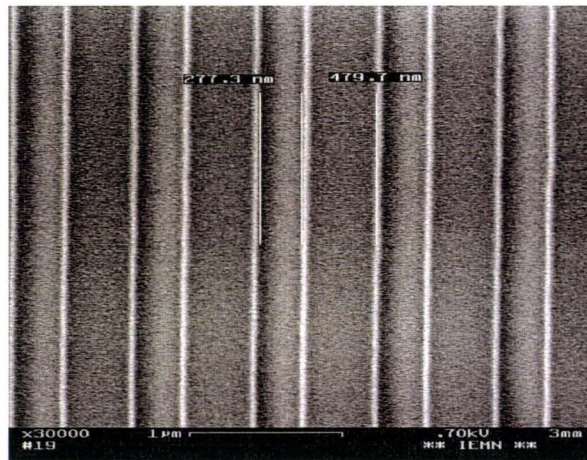


FIG. 4.6 – Image au microscope électronique à balayage (MEB) d'un motif de ruban inscrit dans un bicouche de résine électrosensible. La largeur apparente est d'environ 280 nm.

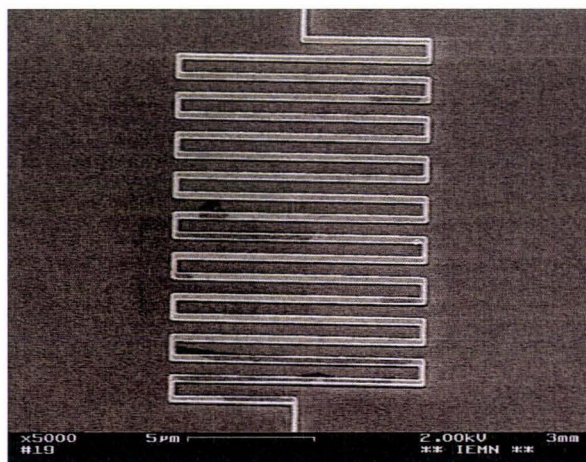


FIG. 4.7 – Image MEB d'une inductance en méandre obtenue par le procédé de lift-off à partir d'une lithographie électronique.

4.5 La lithographie optique

La majorité des niveaux de masquages utiles à la fabrication des composants sont inscrits par photolithographie. L'insolation s'effectue par exposition de l'échantillon aux ultra-violets. Un grand nombre de résines sont disponibles pour ce type de technologie. On utilise la résine AZ 1518 pour servir de masque à l'étape de gravure plasma. Dans ce cas, le masque de résine est positif car il protège les zones à ne pas graver (transfert de masque). On notera qu'il est possible d'utiliser cette résine monocouche pour générer également des profils en casquette grâce à un traitement chimique qui a pour but de durcir la surface (AZ326) (tableau 4.9). Dans le tableau 4.8, nous décrivons la séquence de dépôt de la résine AZ 1518. Cette résine possède une bonne tenue à la gravure plasma, c'est pourquoi elle a été choisie dans cette application.

enduction de HMDS	
enduction de AZ1518	$\omega = 4500 \text{ tr/mn}; \dot{\omega} = 5000 \text{ tr/mn/s}; t = 10 \text{ s}$
recuit sur plaque	100 °C pendant 1 mn
insolation	2 s
révélation	20 s dans le MIF 726

FIG. 4.8 – Procédé de dépôt de AZ1518 pour motifs mesa.

enduction de HMDS	
enduction de AZ1518	$\omega = 4000 \text{ tr/mn}; \dot{\omega} = 5000 \text{ tr/mn/s}; t = 10 \text{ s}$
recuit sur plaque	110 °C pendant 1 mn
traitement de surface	30 s dans AZ326
insolation	1.9 s
recuit sur plaque	120 °C pendant 1 mn
révélation	1 mn dans AZ400/H ₂ O (1 :3)
épaisseur	$h \gtrsim 1 \mu\text{m}$

FIG. 4.9 – Procédé de dépôt de AZ1518 pour profils en casquette.

Avant chaque dépôt, une déshydratation du substrat par chauffage ou une enduction de HMDS (hexamethyldisilazane), appelé aussi promoteur d'adhérence, permet d'augmenter l'adhérence de la résine sur le quartz.

Nous avons constaté que le procédé de casquette par monocouche (AZ1518) est parfois difficilement reproductible avec des substrats en quartz et que les motifs sont mal définis. Face à cette difficulté, nous avons choisi d'utiliser exclusivement le dépôt de bicouche LOR/S1805 pour les motifs en casquette définis optiquement. On distingue dans le tableau 4.10 la séquence complète du dépôt

116 Fabrication de lignes de transmission à vitesse de phase négative

de ce bicouche. Le lift-off se déroule dans un bain de Remover PG. Il peut se faire à la température ambiante mais la dissolution de la résine LOR est plus efficace à chaud ($T < 80 \text{ }^\circ\text{C}$).

enduction de LOR 10A	capot fermé ; $\omega = 2500 \text{ tr/mn}$; $\dot{\omega} = 3000 \text{ tr/mn/s}$; $t = 10 \text{ s}$
	capot ouvert ; $\omega = 1000 \text{ tr/mn}$; $\dot{\omega} = 1000 \text{ tr/mn/s}$; $t = 8 \text{ s}$
recuit sur plaque	150 °C pendant 4 mn
enduction de S1805	$\omega = 2500 \text{ tr/mn}$; $\dot{\omega} = 2000 \text{ tr/mn/s}$; $t = 10 \text{ s}$
recuit sur plaque	110 °C pendant 1 mn
isolation	1.8 s
recuit sur plaque	120 °C pendant 1 mn
révélation	2 mn dans le MF319

FIG. 4.10 – Procédé de dépôt d'un bicouche LOR/S1805

Le guide d'onde métallique des filtres THz est déposé en deux niveaux de masquage grâce à cette technique. On distingue sur la figure 4.11 le composant imagé à différentes étapes du procédé et intercalé au sein des étapes technologiques (représenté par les quatres niveaux de masquage).

4.6 La croissance de diélectrique assistée par plasma (PECVD)

La fabrication des filtres L-C au sein des lignes THz nécessite l'inclusion de condensateurs plans. Ce type de géométrie utilise une couche de matériaux diélectrique. La méthode la plus utilisée pour déposer ces matériaux est la PECVD (*Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition*). Une enceinte de dépôt comparable à celle utilisée en gravure plasma, permet l'association d'atomes de silicium avec soit de l'oxygène pour créer du SiO_2 , soit de l'azote pour créer du Si_3N_4 . La réaction chimique se produit dans le réacteur et le matériau vient se déposer à la surface du substrat. Pour notre structure métal/isolant/métal (MIM) on choisit le nitrure de silicium. L'épaisseur déposée est de 500 nm. Le dépôt se fait sur toute la surface du substrat. L'étape suivante est donc la gravure de ce nitrure après une lithographie optique correspondant à un transfert de masque.

4.7 La gravure de matériaux

La gravure de matériaux est un procédé très utilisé en microélectronique. Il permet de structurer une couche de matériau par ablation de matière. Il faut

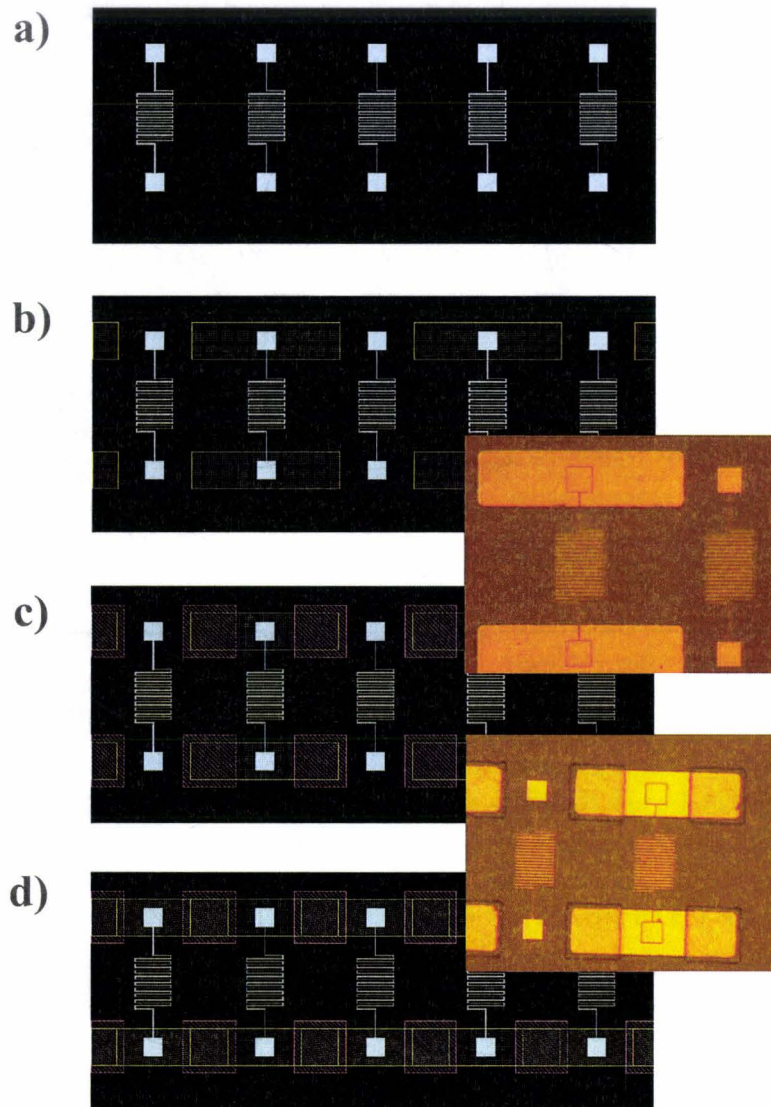


FIG. 4.11 – Niveaux de masquage nécessaires à la réalisation des composants. Les masques sont au nombre de 4 et sont élaborés sous le logiciel Wavemaker. Sont intercalées des photos obtenues par imagerie optique du composant entre les différentes étapes technologiques.

distinguer deux techniques de gravure : la gravure humide et la gravure sèche.

La gravure humide est une gravure chimique faisant appel à une combinaison de deux phénomènes physiques : la réaction d'un couple oxydant/réducteur et la réaction d'un couple acide/base [78] [79]. L'oxydant est souvent de l'eau oxygénée (H_2O_2). L'oxyde créé à la surface d'un semi-conducteur peut être ainsi dissout par l'acide. Dans le cas d'un matériau cristallin, la vitesse de gravure varie en fonction de la direction cristallographique. Les plans cristallins peuvent être révélés pendant la gravure (figure 4.12).

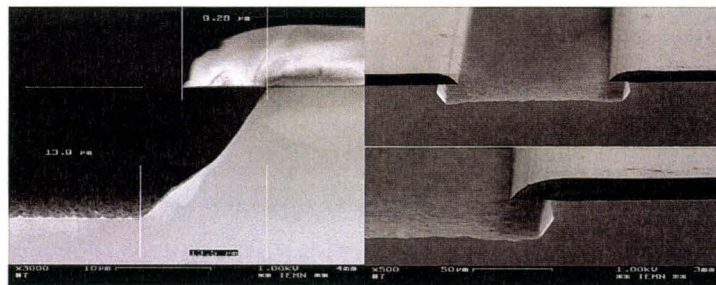


FIG. 4.12 – Image MEB d'un flanc de gravure obtenu par gravure humide d'un substrat de GaAs dans une solution d'acide phosphorique et d'eau oxygénée. On remarque que l'attaque chimique n'est pas isotrope.

Dans le cadre de la fabrication des condensateurs plans, nous avons fait appel à une technique de gravure sèche. Le but de cette démarche est de pouvoir introduire une couche de nitrure de silicium entre deux plans métalliques. Cette technique de gravure est dénommée « RIE » (*reactive ion etching*). Dans un bâti sous vide, on introduit différents gaz. Sous l'action d'une onde de fréquence radio (13.56 MHz), vient se créer un plasma (figure 4.14). Les espèces chimiques créées dépendent des gaz introduits dans l'enceinte. Sous l'action des réactions chimiques agissant à la surface du substrat, mais aussi du mécanisme physique de bombardement, on observe une gravure du matériau. Cette gravure est plus ou moins anisotrope, en fonction du matériau à graver, des types de gaz utilisés et de la puissance de l'onde RF. L'ensemble de ces paramètres est indiqué dans le tableau 4.13. On peut observer sur la figure 4.15 la qualité de gravure des plots de nitrure de silicium nécessaires à la géométrie MIM des condensateurs.

Il est possible d'augmenter les performances d'un tel procédé en particulier en terme de vitesse de gravure par l'adjonction d'un second dispositif RF qui permet d'accélérer les espèces chimiques avant l'impact sur le substrat (figure 4.14). Ce procédé est appelé « ICP » (*inductively coupled plasma*). On augmente ainsi considérablement les vitesses de gravure mais on détériore parfois l'état de

Gaz	$CHF_3/CF_4/O_2$
Flux (sccm)	25/40/4
Puissance	100 W
Tension	400 V
Pression	30 mT
Vitesse de gravure	75 nm/mn

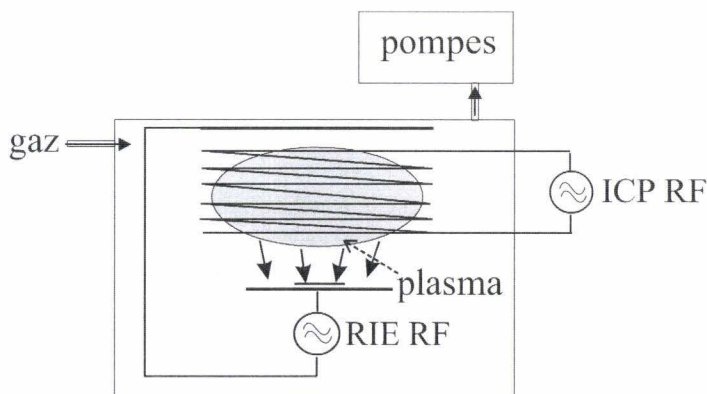
FIG. 4.13 – Paramètres de RIE adaptés à la gravure de Si_3N_4 .

FIG. 4.14 – Schéma d'un bâti de gravure RIE/ICP. On distingue deux sources RF. La première permet de générer le plasma (RIE) et d'accélérer les espèces chimiques. La seconde accélère les espèces chimiques ionisées (ICP).

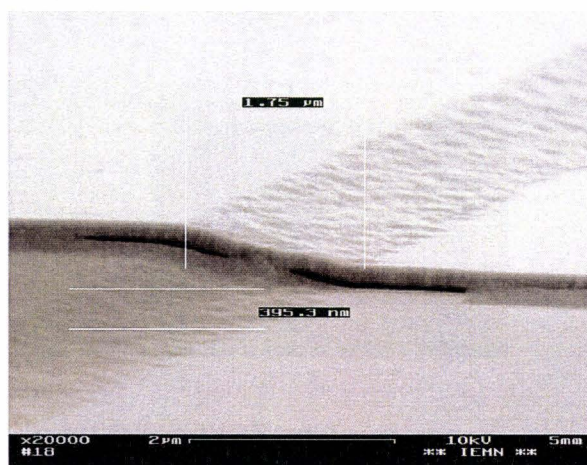


FIG. 4.15 – Image prise au MEB d'un flanc de gravure de nitrure obtenu par RIE.

120 Fabrication de lignes de transmission à vitesse de phase négative

surface de la zone gravée. Sur la figure 4.17, on observe un micro-ruban gravé dans l'AsGa par cette technique. La profondeur gravée est supérieure à $10\ \mu\text{m}$ et pourtant achevée en quelques minutes ($15\ \mu\text{m}$ en $300\ \text{s}$). On distingue par contre un état de surface médiocre dans le fond de gravure et même des plateaux à plusieurs niveaux. Le masque de gravure utilisé ici est du métal ($200\ \text{nm}$ de Ni) car les résines optiques ne supportent pas cette puissance pendant le temps nécessaire à la gravure. Sur la figure 4.16, on distingue une gravure RIE de ruban d'une profondeur de $2\ \mu\text{m}$ avec un masque de $200\ \text{nm}$ de Ti. En raison de la faible épaisseur de nitrure de silicium à graver, nous n'avons pas utilisé de gravure ICP pour réaliser la ligne de transmission.



FIG. 4.16 – Test de gravure par RIE sur un substrat de GaAs.

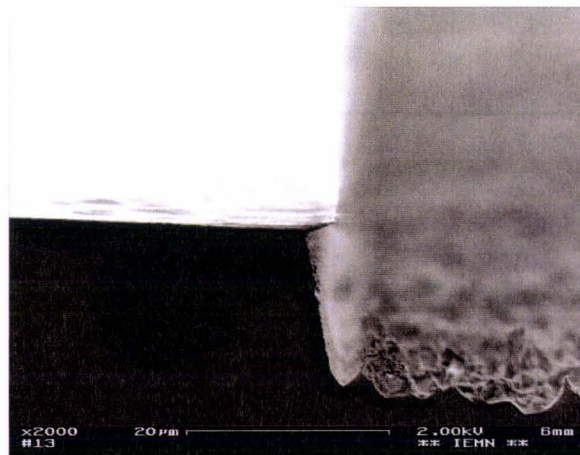


FIG. 4.17 – Test de gravure profonde par ICP sur un substrat de GaAs.

Il existe d'autres techniques de gravures possibles utilisées dans la microélectronique. L'usinage ionique est beaucoup utilisé pour la gravure de métaux. En effet, les vitesses de gravure des métaux sont beaucoup plus faibles que celles

des semi-conducteurs ainsi que les diélectriques et résines organiques. Pour effectuer un transfert de masque sur une métallisation on pratique une gravure sèche basée seulement sur un effet physique (ou mécanique) dû à l'impact des ions d'argon générés par le plasma.

L'ensemble de ces techniques de gravures sèches est très efficace pour le transfert de masque et la structuration d'objets métalliques, diélectriques ou semi-conducteur. Ces procédés permettent aussi d'exploiter la sélectivité due aux différences de vitesses de gravures de certains matériaux par rapport à d'autres en fonction des différentes espèces chimiques présentes dans le plasma. Certains inconvénients subsistent encore comme les possibles réactions au sein des résines pendant la gravure. En effet, les résines bombardées de différentes espèces chimiques d'énergies importantes se transforment. De ce fait, leur dissolution après procédé est parfois difficile et nécessite l'utilisation de plusieurs solvants ainsi que de techniques de gravure sèche tel le nettoyage par plasma d'oxygène (tableau 4.18).

Gaz	O_2
Flux (sccm)	40
Puissance	100 W
Pression	100 mT

FIG. 4.18 – Paramètres de gravure correspondant à un nettoyage par plasma d'oxygène.

Pour conclure ce chapitre nous présentons une figure 4.19 rassemblant une série de photographies (imagerie optique, électronique et confocale) représentant le composant achevé.

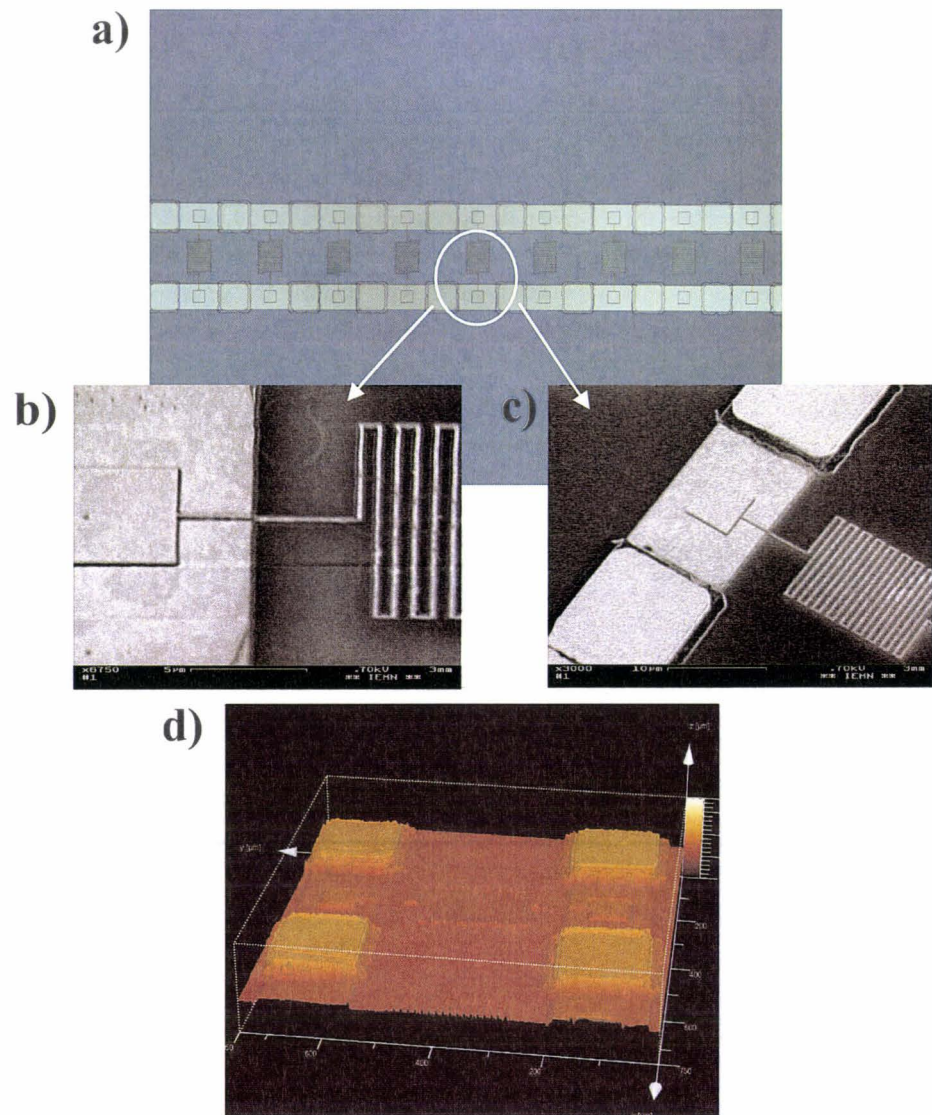


FIG. 4.19 – Images du composant terminé. (a) En haut, une photo prise au microscope optique représentant une vue globale du composant. (b,c) Deux images réalisées par microscopie électronique à balayage de différentes zones de la ligne et en particulier les éléments localisés. (d) Image 3-D obtenue par microscopie confocale d’une inductance en méandre.

4.8 Conclusion

Les techniques de fabrication propres à la microélectronique ont été énoncées dans ce chapitre. Une description complète des méthodes utiles à la fabrication des lignes de transmission terahertz gauchères a été effectuée. Les étapes clés de la fabrication des éléments localisés ont été détaillées, tel que la lithographie électronique, indispensable à la fabrication des inductances en méandre de largeur submicronique ou le dépôt de nitrure de silicium utile à la fabrication des condensateurs plans. Les techniques mises en jeu pour cette transition entre les bandes millimétrique et submillimétrique sont déjà extrêmement avancées et il semble difficile de conserver des principes identiques (lignes chargées) en infrarouge.

124 Fabrication de lignes de transmission à vitesse de phase négative

CHAPITRE 5

Analyse impulsionnelle : application aux lignes de propagation électromagnétique chargées périodiquement

Dans se chapitre seront caractérisées les lignes de transmission gauchères. Dans un premier temps, les principes de la mesure temporelle seront discutés ainsi que les phénomènes physiques présents dans un banc d'échantillonnage électro-optique par effet Franz-Keldysh [80]. L'ensemble des éléments de ce montage seront détaillés. Dans un deuxième temps, les mesures obtenues grâce à cette techniques seront exposées et discutées. Une mesure destinée à mettre en évidence la rétropropagation sera proposée ainsi qu'une introduction à la mesure quantitative des paramètres S à partir des courbes temporelles.

5.1 La mesure temporelle par voie optique

Avant de décrire le fonctionnement du banc de caractérisation et les concepts physiques qu'il emploie, nous nous intéresserons tout d'abord à la confrontation des méthodes fréquentielles et temporelles.

L'outil de caractérisation le plus utilisé pour caractériser un composant électrique rapide est l'analyseur de réseaux. Il permet de déterminer finement la réponse fréquentielle d'un quadripôle et par conséquent ses paramètres S_{ij} . On le dit vectoriel ou scalaire, en rapport à son aptitude à extraire les paramètres de diffusion, en amplitude et en phase, ou simplement en amplitude. Au cœur de cet instrument de caractérisation se trouve une source de grande pureté spectrale. Elle doit être stable et accordable en fréquence.

Au delà de plusieurs centaines de GHz certaines difficultés apparaissent dans l'application de l'analyseur de réseau vectoriel. L'obtention de sources à ces fréquences reste un problème majeur dans la fabrication d'analyseur de réseaux. En effet, pour fabriquer une source hyperfréquence très pure et suffisamment stable, on a recours à plusieurs étages de multiplication successifs intégrant en particulier des diodes capables de générer des harmoniques d'ordre élevées. Il est ensuite nécessaire de sélectionner l'harmonique désirée pour le mélange de fréquences.

Pour transporter l'onde jusqu'aux pointes de mesure on utilise des guides d'ondes rectangulaires. Leurs fréquences de coupures permet de sélectionner naturellement l'harmonique souhaitée. Cela est d'ailleurs le principal rempart à une utilisation très large bande de l'analyseur de réseaux. De plus les guides rectangulaire sont très difficiles à fabriquer quand leur dimensions caractéristiques passent sous le millimètre (1,3 x 0.65 mm pour une fenêtre de mesure 140-220 GHz). Les nouvelles générations d'analyseurs de réseaux possèdent des bandes d'analyse fréquentielles plus larges dues à l'apparition de guides coaxiaux au sein des bancs de mesures millimétriques. Malgré cela, la réalisation d'un guide coaxial sub-millimétrique n'est pas aisée et nécessite une bonne maîtrise technologique.

Les imperfections des guides, des contacts électriques entre les pointes et le composant, et surtout les coupleurs, induisent des erreurs sur la mesure. C'est pour cela qu'une méthode de calibration est appliquée avant chaque mesure. Cette méthode se déroule en plusieurs actes avec plusieurs étalons que l'on connecte au ports de l'analyseur de réseaux. Il s'avère qu'avec la montée en fréquence le calibrage devient délicat par l'absence d'étalons fiables et suffisamment précis. Un des principal facteur de non reproductibilité est la pose des

pointes hyper-fréquences. En effet, les pointes sont constituées de guides coplanaires (d'impédance 50 Ohm) aux dimensions latérales faibles et aux zones de contacts petites et fragiles. Les transitions entre ces guides d'ondes et les pointes sont sujettes à des pertes et réflexions. Les performances des analyseurs de réseaux vectoriels sont en nette progression depuis plusieurs années. *ABmm* commercialise un analyseur dont la bande de fréquence mesurée s'étend jusqu'à 1 THz et dont les ports sont équipés de cornets [81].

L'alternative à la mesure fréquentielle directe effectuée par l'analyseur de réseaux est l'analyse impulsionnelle. En effet, soumettre un composant à une impulsion dont le spectre recouvre la plage fréquentielle à caractériser est strictement équivalent à effectuer une étude harmonique. La source d'impulsion peut être de type électrique ou optique. La voie optique est appropriée pour une étude dans la gamme THz en raison de la « démocratisation » des sources optiques pulsées.

Dans le cas d'une étude impulsionnelle on remonte jusqu'au spectre par transformée de Fourier. Un spectre temporel contient souvent plusieurs informations (onde incidente, réfléchi ou écho de bout de ligne). De ce fait un fenêtrage temporel s'impose. Pour qu'il soit le plus efficace possible il faut passer par une étape d'analyse et de compréhension du signal temporel avant tout traitement numérique. La fenêtre doit être suffisamment étroite pour isoler le phénomène physique désiré et suffisamment large pour que le pas fréquentiel imposé par le calcul de la transformée de Fourier rapide soit suffisamment fin.

Le type de mesure temporelle développé est un échantillonnage en temps équivalent. Échantillonner permet de mesurer une grandeur instantanée d'un signal. C'est seulement dans un second temps qu'il est possible de mettre ces grandeurs bout à bout sur une échelle de temps équivalent pour reconstituer la variation complète du signal au cours du temps. Le signal doit être périodique mais de forme quelconque.

La durée des phénomènes mesurés peut être très courte par rapport aux temps caractéristiques des détecteurs utilisés lors de l'expérience. En effet, grâce à la périodicité du signal, chaque point du signal échantillonné est prélevé un grand nombre de fois de telle manière à ce que la grandeur mesurée soit intégrée par le détecteur « lent ».

Pour passer d'un point à un autre il suffit d'ajouter un délai fixe qui permet de décaler temporellement l'ouverture de la porte d'échantillonnage. L'échelle des délais ajoutés entre chaque acquisition permet de reconstituer une échelle de temps équivalents et de remonter ainsi jusqu'au signal original. Les performances de ce type de mesures dépendent de la précision du retard entre chaque point de

mesure, de la stabilité du taux de répétitivité du signal et du temps d'ouverture de la porte d'échantillonnage.

L'échantillonnage par voie optique d'un signal électrique s'est rapidement développé depuis plusieurs décennies. Les pionniers dans ce domaine sont Auston (1975) [82] et Valdmanis (1982) [83]. Plusieurs phénomènes physiques sont présents dans ce type d'échantillonnage mais il est possible d'en faire une description qualitative simple.

5.2 Le photocommutateur

La diversité des techniques de génération et détection donne lieu à une multitude de photocommutateurs et de sondes d'échantillonnages ainsi que leur insertion sur les lignes de transmission. Les photocommutateurs se distinguent par leurs techniques d'injection de charges. Si l'injection se fait sur une seule électrode constituant la ligne de propagation, on parle de photocommutateur d'Auston. Si le phénomène électrique transitoire est en fait un transfert de charges entre les deux électrodes de la ligne de propagation, on parle de « contact glissant ».

Le photocommutateur d'Auston paraît un point déterminant de l'évolution de la génération d'ondes électromagnétiques par photoconduction. L'expérience première d'Auston est un photocommutateur incorporé sur une ligne microruban déposée sur un substrat de silicium [82]. Le matériau choisit possède une durée de vie de porteurs de quelques centaines de picosecondes. Le photocommutateur est en fait une fente venant sectionner le ruban de la ligne microruban et recevoir le rayonnement optique ultra-rapide.

Auston utilise deux impulsions optiques pour faire fonctionner cette source. La première crée une conduction de surface entre les électrodes et ferme l'« interrupteur » à commande optique. La seconde, retardée temporellement, court-circuite la ligne et met fin à la conduction. En effet, celle-ci ayant une longueur d'onde plus grande, l'absorption se fait plus en profondeur dans le substrat. La durée d'une impulsion électrique est donc simplement définie par le délai temporel entre les deux impulsions optiques.

Le photocommutateur d'Auston a été adapté par la suite à toutes les lignes de transmission existantes qu'elles soient coplanaires ou non . Il est possible d'augmenter les performances de celui-ci en rendant la fente la plus étroite possible. Le temps de transit entre les électrodes métalliques est alors plus court que la durée de vie des porteurs dans le semi-conducteur.

Intéressons-nous maintenant au type de photoconducteurs présents dans notre montage expérimental (interrupteur commandé par une unique impulsion optique [84] [85]). Les guides utilisés étant de type coplanaires, la photocommutation parallèle paraît bien adaptée à ce montage. Le rayonnement laser focalisé entre les rubans vient court-circuiter la ligne de transmission préalablement polarisée. La ligne n'a pas besoin d'être interrompue par conséquent le procédé d'implantation du photocommutateur n'est pas inclu au sein de la fabrication de la ligne. De plus, le photocommutateur n'ajoute pas de capacité localisée sur la ligne.

Si le placement du faisceau optique est parfaitement maîtrisé, l'excitation du mode fondamental de la ligne, lui aussi symétrique, se fait sans difficulté. On appelle cette technique « contact glissant ». Comme pour le photocommutateur d'Auston, il est possible de raccourcir la durée de vie des porteurs dans le semi-conducteur en rapprochant le point de focalisation d'un des rubans.

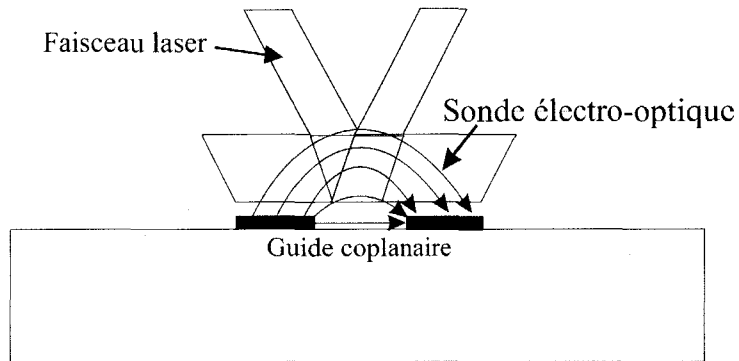


FIG. 5.1 – Cristal électro-optique mis à proximité d'une ligne coplanaire. La présence du champ électrique modifie les propriétés de réfraction du matériau.

Ne nous attardons pas sur l'évolution historique des technique d'échantillonnage électro-optique. Seul l'échantillonnage électro-optique externe à base de cristaux non-linéaires [86] paraît être un concurrent à la technique mise en œuvre dans le montage expérimental de part son insertion sous forme de sonde sur la ligne de transmission (fig.5.1). Dans certains cristaux, l'effet électro-optique est suffisamment fort pour que la variation d'indice du matériau puisse être perçue par une mesure de réfraction. Il est alors possible de placer ce cristal à n'importe quel endroit de la ligne si celui-ci est suffisamment petit et bien taillé pour ne pas perturber la ligne. Les matériaux utilisés sont le $LiTaO_3$ [87], le GaAs ou certains polymères. C'est cette technique qui est la plus utilisée actuellement dans l'échantillonnage électro-optique.

5.3 Caractériser dans le domaine temporel une ligne de transmission

5.3.1 La pose de « patch » semi-conducteurs : une technologie « post-process »

Pour caractériser une ligne de transmission, un matériau, ou un composant électronique, il est nécessaire de disposer d'un ou plusieurs matériaux capables de générer et échantillonner un signal électrique au sein même de la ligne ou du matériau en question. Il est donc nécessaire de pouvoir appliquer la technique pompe-sonde sur un milieu quelconque et cela sans que l'ajout des éléments propres à cette technique vienne modifier le comportement du composant pendant sa phase de fabrication ou dégrader ses performances. Une technologie « post-process » paraît inévitable pour que la mesure pompe-sonde puisse être réalisée sur n'importe quel substrat.

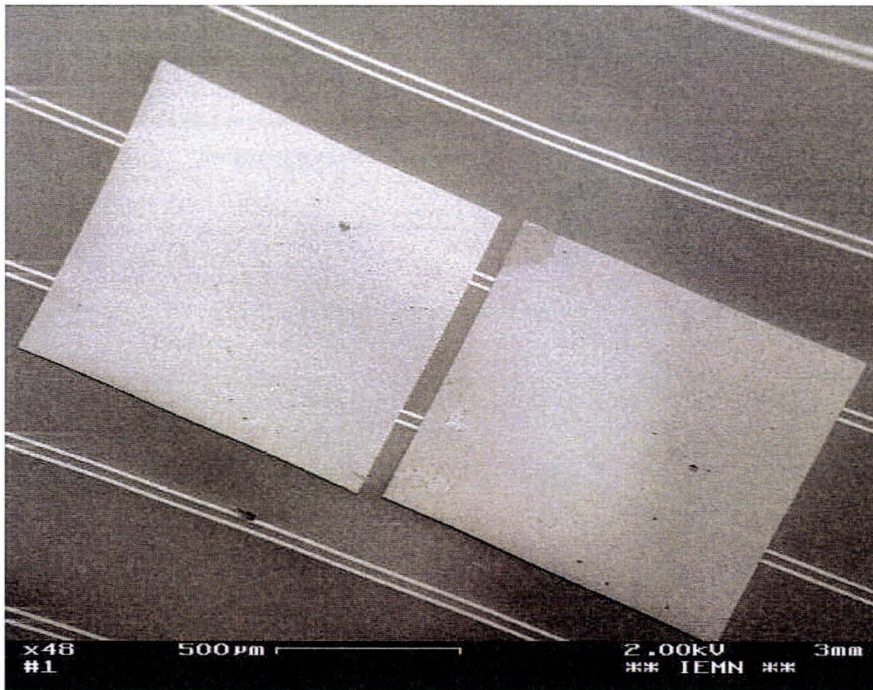


FIG. 5.2 – Photo prise au MEB de deux patches collés sur une ligne CPS

Les matériaux utilisés sont le GaAs et l'AlGaAs épitaxiés à basse température [88]. Ceux-ci sont manipulés sous forme de couche minces ($2\mu m$) réalisées

par épitaxie. Ces couches sont « découpées » en mesas d'environ 1 mm^2 . En raison du rapport d'aspect qui les caractérise, nous les appellerons « patch » (fig.5.2). La dimension des patches est fixée par gravure chimique sélective après une lithographie optique.

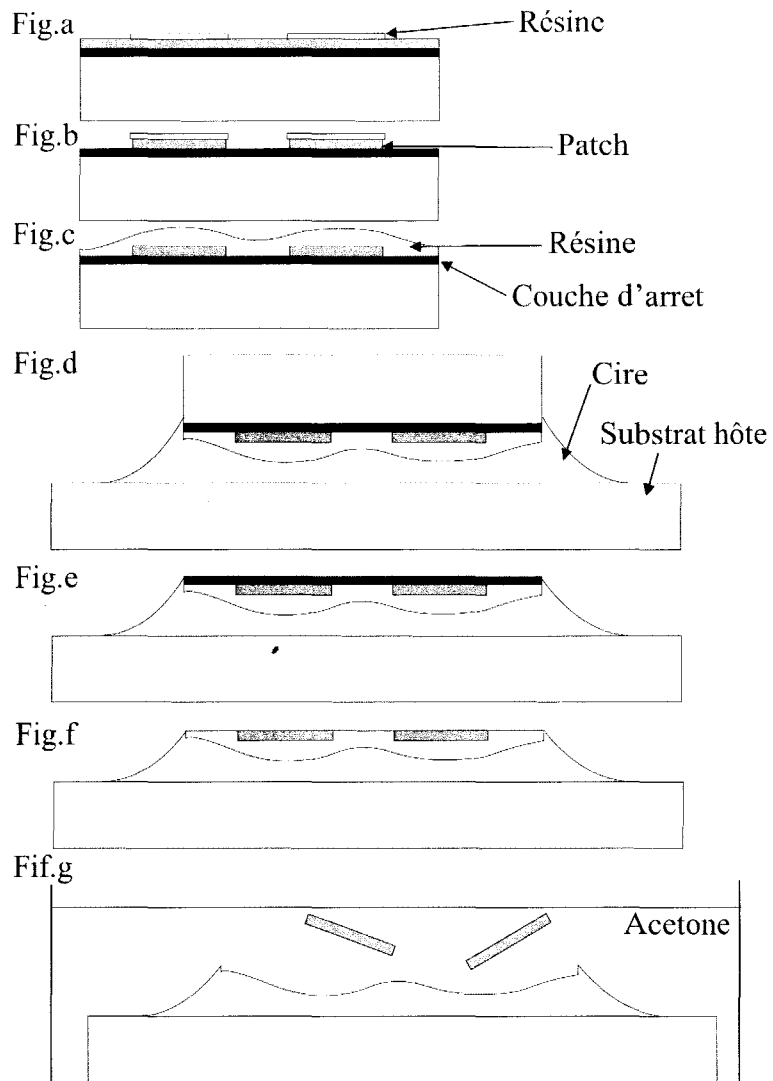


FIG. 5.3 – Schéma décrivant le procédé technologique de lift-off épitaxial. (a) Lithographie optique des mésas de résine. (b) Gravure des patches. (c) Dépôt d'une résine de protection sur les patches. (d) Collage à la cire sur un substrat hôte. (e) Amincissement du substrat. (f) Suppression de la couche d'arrêt. (g) Lift-off des patches par dissolution de la résine dans l'acétone

L'épitaxie est réalisée sur une couche de GaInP (couche d'arrêt) elle-même épitaxiée sur un substrat de GaAs. La face où sont disposés les patchs est collée sur un substrat de verre avec de la cire (fig.5.3). Ensuite a lieu un amincissement mécanique puis chimique jusqu'à la couche d'arrêt. L'érosion mécanique se fait à l'aide d'une polisseuse PM5 conçue pour amincir et polir des substrats avec une précision micronique. La gravure chimique se fait dans un mélange d'acide sulfurique et d'eau oxygénée. La sélectivité de gravure entre le GaAs et le GaInP permet de stopper l'attaque chimique pendant la gravure du GaInP. La meilleure méthode consiste à amincir mécaniquement le substrat jusqu'à une épaisseur d'environ $30\ \mu\text{m}$ et de finir chimiquement la gravure. Cela permet d'éviter les inhomogénéités dues à une attaque chimique sur un trop grand volume de matière.

Une fois le substrat ôté, il suffit alors de se débarrasser de la couche d'arrêt en utilisant de l'acide chlorhydrique. A la suite de cette étape, les patchs apparaissent fixés dans la cire sur la plaque de verre. Si l'on a pris soin de recouvrir les patchs de résine avant le collage à la cire, une simple immersion dans l'acétone permet de libérer ceux-ci. Le cas échéant une dissolution de la cire sera nécessaire. Les patchs en suspension dans l'acétone sont récupérés à l'aide d'une pipette. Ils sont rincés et stockés dans l'alcool isopropylique attendant leur prochaine utilisation.

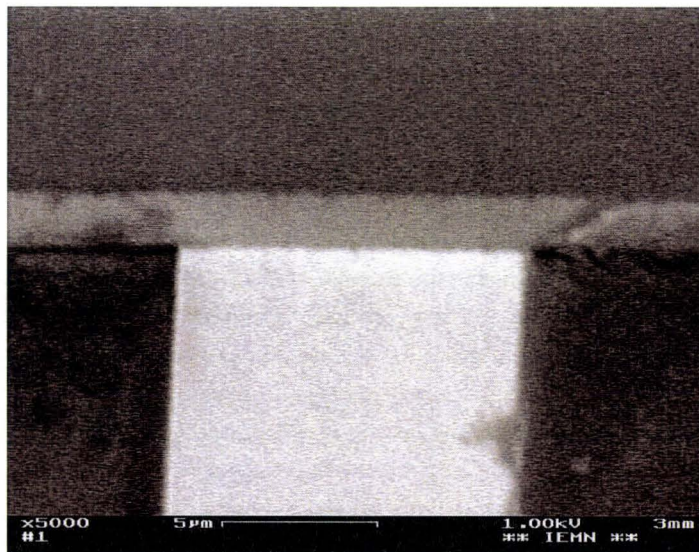


FIG. 5.4 – Photo de la zone de contact d'un patch sur un ruban métallique appartenant à un guide CPS

L'étape de report est la plus délicate. En effet, chaque patch utilisé est prélevé par aspiration, déposé et séché sur un papier absorbant. La difficulté consiste à le manipuler sans le détériorer ou le détruire. Pour résoudre ce problème il suffit de prendre une pointe métallique et de l'enduire de polymère. Une simple friction sur un papier absorbant permet de charger cette pointe électriquement. Cette charge est suffisante pour attirer un patch se trouvant à proximité de la pointe. Une goutte d'eau a été placée préalablement à l'endroit où l'on désire déposer le patch. Le patch doit alors être déposé à la surface de cette goutte. Tant que la goutte d'eau ne s'est pas évaporée, le patch peut encore être déplacé permettant d'ajuster finement sa position sur le système à caractériser. La surface accueillant le patch doit être hydrophile pour que la zone de contact soit la meilleure possible. Une fois la goutte d'eau évaporée, les forces de Van der Waals assurent l'adhérence du patch sur le substrat hôte (fig.5.4). Le patch se voit ainsi épouser la surface du substrat hôte et des composants qui s'y trouvent. Dans le cadre de la caractérisation des lignes de transmissions, les patches furent fabriqués et déposés par L. Desplanque [77].

5.3.2 Générer un signal : la photo-conduction

Pour transformer une impulsion optique en impulsion électrique, le mécanisme utilisé est la photoconduction. Il existe différentes techniques de photoconductions se distinguant principalement par la nature du matériau absorbant et par la méthode d'injection de l'onde électrique sur le guide d'onde renfermant le ou les composants à caractériser. Le phénomène de photo-conduction se décrit par la théorie quantique du solide et les niveaux d'énergie correspondant aux bandes du semi-conducteur. Avant de discuter de la photo-conduction, il est préférable d'introduire le principe d'absorption.

Dans un système quantique les niveaux d'énergies propres aux électrons ne sont pas continus. Dans un atome il sont discrets alors que dans un solide on les assimile plutôt à des quasi-continuum. Pour se réduire à un système simple il est préférable de parler de modèle à deux niveaux. Pour un semi-conducteur les continuum d'énergies sont appelés bande de valence et bande de conduction. Ces appellations proviennent de la dénomination des électrons en mouvement dans le réseau cristallin du semi-conducteur. Les électrons sont libres dans la bande de conduction et ne le sont pas dans la bande de valence. L'écart d'énergie entre le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction est appelé gap d'énergie. La probabilité qu'un électron de passer de la bande de valence vers la bande de conduction est nulle.

Si un photon d'énergie supérieure à l'énergie du gap vient en contact avec le

matériau celui-ci est absorbé. En effet, la probabilité de transition est fortement liée à la longueur d'onde du photon absorbé. Certains préféreront parler de section efficace d'absorption. Avant même les développements de la mécanique quantique, Einstein introduisait les coefficients du même nom régissant d'une façon très simple l'interaction matière-rayonnement d'un système à plusieurs niveaux d'énergie. Trois effets peuvent être distingués : l'absorption, l'émission spontanée et l'émission stimulée. L'ensemble de ces phénomènes intervient par exemple dans un laser. Intéressons-nous au phénomène d'absorption optique à l'échelle de l'atome. Le photon d'énergie $h\nu$ entre en contact avec la maille cristalline et disparaît. L'énergie sert à créer une paire de porteurs de charges appelée paire électron-trou. Sur le diagramme de bandes d'énergie, l'électron apparaît dans la bande de conduction et le trou dans la bande de valence.

Après un temps défini par les propriétés du semi-conducteur, cette paire de porteurs disparaît à son tour au profit d'un nouveau photon par un phénomène d'émission spontanée. Ce phénomène est dit isotrope car l'expulsion du photon se fait avec une probabilité égale dans toutes les directions de l'espace. On observe un retour à l'équilibre du solide c'est à dire au même bilan d'énergie avant l'absorption. L'estimation du temps de génération d'une paire électron-trou se fait grâce à l'inégalité d'Heisenberg.

Pour une utilisation de la photoconductivité dans une mesure électrique il faut que la durée de vie des porteurs soient extrêmement courts. Pour combattre la recombinaison radiative, on augmente le nombre de défauts lors de la fabrication du matériau. Cela se fait malheureusement au détriment de la mobilité. La mise au point d'un tel semi-conducteur passe donc par une étude longue des durées caractéristiques en fonction des paramètres d'épitaxie. Chaque matériau dépourvu de défauts possède une probabilité de recombinaison radiative ou non radiative (gap direct ou indirect). C'est cette probabilité qui fixe d'habitude le temps de recombinaison des porteurs. Ce temps est très long (quelques ns à quelques ms) et n'est pas adapté à une application de photoconduction ultra-rapide dans une gamme de fréquences terahertz. Pour atteindre des temps de seulement quelques centaines de fs, il faut impérativement incorporer des défauts dans le matériau.

Dans le cas de l'Arséniure de Gallium, on introduit pendant la phase d'épitaxie à basse température par jet moléculaire un excès d'arsenic. Un recuit (400 °C) permet de regrouper ces défauts ponctuels en précipités d'arsenic et de former des pièges à porteurs ou des centres de recombinaison. En pratique, l'épitaxie à basse température de GaAs se fait autour de 200 °C au lieu de 600 °C. Il est démontré que dans ce cas le matériau devient semi-isolant après recuit. Le

temps de vie ultra-bref des porteurs dans la bande de conduction est inférieur à la picoseconde. Nous avons choisi ce matériau pour générer des impulsions électromagnétiques par photoconduction ayant un spectre s'étendant jusqu'aux fréquences terahertz.

5.3.3 Détecter un signal : l'effet Franz-Keldysh

Dans un semi-conducteur, l'existence d'une bande interdite entre la bande de valence et la bande de conduction justifie une discontinuité dans la fonction décrivant la densité d'états dans le matériau. La présence d'un champ électrique fort dans le matériau lève cette discontinuité. La probabilité de transition entre un électron de la bande de valence vers la bande de conduction devient de ce fait non nulle. Même si l'effet physique mis en cause dans ce phénomène est bien plus complexe que la description qui vient d'en être faite, c'est bien le phénomène d'absorption optique qui intervient dans la méthode de caractérisation utilisée. Franz [89] et Keldysh [90] développèrent en 1958 la théorie des transitions optiques interbandes dans un semi-conducteur en présence d'un champ électrique. Pour se faire ils introduirent un terme de perturbation dans l'équation de Schrödinger.

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_r^2 - eez - E_r \right) \phi(r) = 0 \quad (5.1)$$

Ce terme se traduit par un Hamiltonien faisant apparaître le champ électrique quasi-statique présent dans le semi-conducteur. L'équation d'état fait intervenir la distance r entre l'électron et le trou. Après séparation des variables, un couple de deux équation indépendantes peut se substituer à cette équation. La première est indépendante de z et ne fait pas apparaître le champ électrique, et l'autre décrit la composante suivant z . La solution de la première équation est l'onde plane décrite dans le plan (x, y) .

$$\phi(x, y) = \frac{1}{\sqrt{N}} \exp(-i(k_x x + k_y y)) \quad (5.2)$$

Cette solution doit être multipliée à la solution de l'autre équation. Celle-ci est plus difficile à résoudre. Après un passage par une variable réduite (ζ) cette équation s'écrit plus simplement.

$$\frac{\partial^2 \phi(\zeta)}{\partial \zeta^2} = \zeta \phi(\zeta) \quad (5.3)$$

Franz et Keldysh ont montré que les solutions de cette équation sont en fait des fonctions d'Airy. Après cette étude mathématique, on en déduit que la fonction d'onde est non-nulle dans la bande interdite d'un semi-conducteur. On peut parler alors, par analogie à un système atomique, d'absorption quasi-résonnante, ou encore d'effet tunnel interbandes assisté par un photon, phénomène plus présent dans la physique des hétérostructures. Expérimentalement, le spectre d'absorption du semi-conducteur polarisé fait apparaître une oscillation appelée « oscillation Franz-Keldysh ». En effet, l'absorption d'un photon dont l'énergie est supérieure à la bande interdite sera tantôt accrue tantôt diminuée en fonction de la fréquence du rayonnement (fig.5.5). L'effet Franz-Keldysh (EFK) ne touche pas que la probabilité d'absorption d'un photon mais l'évolution de l'indice optique du semi-conducteur que ce soit aussi bien la partie imaginaire (électroabsorption) ou que ce soit la partie réelle (électroréfraction). Ce changement traduit une variation de la constante diélectrique complexe. La perturbation de la constante diélectrique induite par le champ électrique a été calculée par Bennett et Soref [91]. La variation du coefficient d'absorption s'exprime par la relation :

$$\Delta\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} \Delta(\text{Im}(n)) \quad (5.4)$$

La limite de cette fonction quand le champ électrique est petit, dans le cas où l'énergie du photon est plus grande que l'énergie de la bande interdite, devient :

$$\alpha = \frac{Cste}{\omega} (\omega - \omega_g)^{\frac{1}{2}} \quad (5.5)$$

Dans le cas contraire l'absorption est nulle. On remarque alors une dépendance de l'électroabsorption en racine carrée de l'énergie des photons absorbés.

On remarque sur la courbe d'absorption de l'AsGa (figure 5.5) en présence d'un champ électrique fait apparaître les deux grandes caractéristiques de l'EFK. Tout d'abord, on remarque une « queue d'absorption » de type exponentielle pour des photons d'énergie inférieure au gap [92]. Ensuite, pour des photons à l'énergie supérieure au gap, on distingue une oscillation du coefficient d'absorption. L'évolution de l'absorption en fonction du champ électrique ne devient linéaire qu'au dessus d'un certain seuil. Celui-ci est d'autant plus faible que l'énergie des photons est proche du gap.

Pour que l'utilisation de l'effet Franz-Keldysh soit justifié dans une expérience d'électroabsorption il faut que les phénomènes physiques intervenants dans cet effet se produisent à des temps plus courts que les temps caractéristiques des phénomènes mesurés. Malheureusement les études des temps propres

à l'électroabsorption sont peu nombreuses. Dans le cas de l'EFK le principal mécanisme physique dont il faut tenir compte est la modification de la structure de bande sous l'influence du champ électrique.

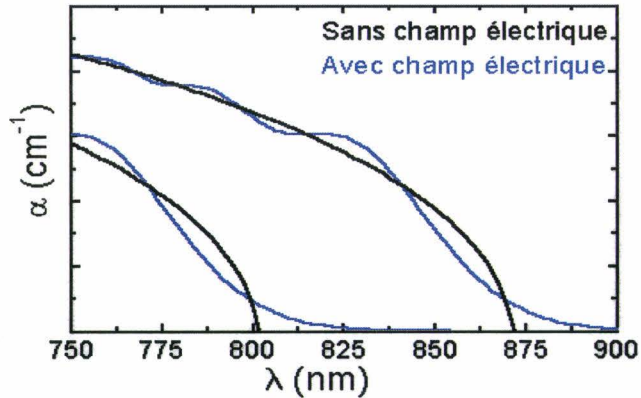


FIG. 5.5 – Mesure de l'absorption dans le GaAs et le AlGaAs en fonction de la longueur d'onde du rayonnement. Ces deux matériaux sont utilisés simultanément sur le banc de caractérisation. En effet, on remarque que pour une même fréquence (légèrement supérieure à 800 nm), le rayonnement sera absorbé par le GaAs et permettra de générer un courant par photoconduction alors qu'il sera absorbé par le AlGaAs à condition de lui appliquer un fort champ électrique (courbe bleue).

Pour conclure la description de ce phénomène physique, il est possible de résumer cet effet par le schéma 5.6. En l'absence de champ électrique le rayonnement ne peut être absorbé par le semi-conducteur si la fréquence du rayonnement est inférieure à la bande interdite du matériau sauf à une puissance importante (transition à plusieurs photons). Grâce à l'ajout d'un fort champ électrique, la transition devient possible par effet tunnel.

5.3.4 L'échantillonnage électro-optique : le banc de caractérisation

Les performances d'une expérience d'échantillonnage électro-optique résident en particulier dans la qualité de la source optique. Elle doit être accordable, stable en fréquence, avoir un taux de répétitivité stable ainsi qu'un temps d'émission le plus court possible. Le laser utilisé à l'IEMN est un MIRA 900 de la marque Coherent. Il est composé d'une cavité repliée de longueur environ égale à 2 m accueillant un cristal de Saphir dopé au titane ($Ti : Al_2O_3$). Le cristal

absorbe dans le bleu-vert et émet dans le rouge. Ce laser est accordable dans une bande allant du rouge à l'infrarouge proche (700-1000 nm). Les miroirs de la cavité sont donc large bande. La longueur de cavité impose un retard de 13 ns entre deux impulsions (taux de répétition de 76 MHz). Le laser permet de délivrer des impulsions de durée d'environ 120 fs. L'effet Kerr présent dans le cristal de Saphir associé à une fente judicieusement placée dans la cavité permet de supprimer le régime continu (CW) et de passer en fonctionnement pulsé. La dispersion des impulsions est compensée par deux prismes. L'accordabilité du laser s'effectue grâce à un matériau biréfringent lui aussi disposé intra-cavité. La variation d'indice de ce cristal déplace spectralement le peigne Perrot-Fabry de la cavité, ainsi l'angle de ce cristal influe sur la fréquence d'émission du laser. Le MIRA est pompé optiquement par un laser de type VERDI de la même marque. Celui-ci est constitué d'un cristal de YVO_4 dopé d'ions Néodyme doublé intra-cavité lui-même pompé par deux diodes laser de fortes puissances rayonnants à 808 nm. Le VERDI délivre au MIRA un faisceau monomode CW de longueur d'onde 532 nm et de puissance 10 W.

Le montage expérimental se caractérise par la présence de deux « bras » optiques (figure 5.7). Le premier sert à générer l'impulsion électrique sur la ligne ou plus simplement à créer une zone de fort champ électrique pendant un très court instant : c'est la pompe. Le second sert à échantillonner l'impulsion se propageant sur la ligne ou de manière générale à mesurer l'évolution du phénomène électrique transitoire généré par la pompe : c'est la sonde. Nous sommes donc dans

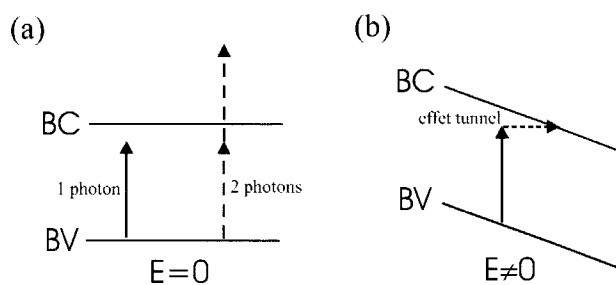


FIG. 5.6 – Schéma illustrant l'effet Franz-Keldysh. La figure (a) représente les niveaux d'énergies d'un semiconducteur. Si la fréquence du rayonnement est inférieure à l'énergie de la bande interdite, la transition est impossible. Nous avons représenté un cas d'absorption à deux photons possible si l'intensité du rayonnement est importante. Sur la figure (b), le semi-conducteur subit l'application d'un fort champ électrique. Dans ce cas, l'effet tunnel permet d'absorber le rayonnement même si la fréquence de celui-ci est inférieure à l'écart entre les niveaux d'énergies.

une configuration pompe-sonde. Un dès deux bras a une longueur variable. Cela introduit un retard qui permet d'échantillonner l'enveloppe temporelle du signal caractérisant le phénomène physique transitoire. Pour faire varier la longueur d'un chemin optique (dans notre cas celui de la sonde) on utilise une platine de translation motorisée. Sur le plateau en mouvement viennent se fixer deux miroirs métalliques formants un angle de 90°. La platine est commandée par un moteur pas à pas relié à un ordinateur. Cette motricité lui permet un déplacement précis et rapide ce qui confère à nos mesure une grande reproductibilité. Le pas de la ligne à retard est de $1\ \mu\text{m}$ ce qui correspond à la distance parcourue par un photon en 6.67 fs. En vue de la longueur maximale de déplacement de cette ligne à retard, le retard ajouté à la sonde peut atteindre 1 ns.

Le faisceau de sonde réfléchi sur le patch d'échantillonnage est focalisé sur une photodiode. C'est donc l'absorption de la sonde qui est mesurée par cette technique. Le concept d'une telle mesure ne fait pas appel à la rapidité du détecteur. La photodiode possède une fréquence de coupure très basse devant les fréquences caractéristiques de l'expérience. Pour augmenter les performances de ce banc de caractérisation il convient d'adjoindre un amplificateur à détection synchrone. En effet, la génération ultra-rapide est modulée à basse fréquence

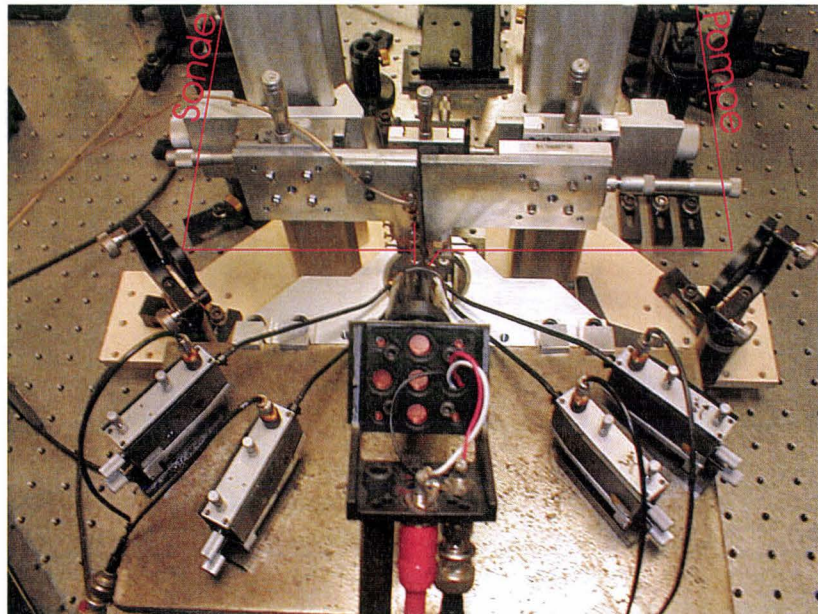


FIG. 5.7 – Photo du banc de caractérisation. On distingue l'échantillon sous test ainsi que les micro-positionneurs destinés au déplacement des pointes.

par un hacheur mécanique (modulation optique) ou un circuit de modulation électrique agissant sur la polarisation de la ligne de transmission étudiée (modulation électrique). La détection synchrone permet d'une part d'amplifier le signal, et d'autre part, grâce à un mélangeur et un étage numérique d'intégration, de supprimer une grande partie du bruit durant l'acquisition du signal. Le rapport signal à bruit se voit accru et les dérives basses fréquences du laser amoindries.

Les lignes de transmission étudiées possèdent deux contacts métalliques (pads) à chaque extrémité. Leur existence s'explique par la nécessité d'appliquer une polarisation sur cette ligne que se soit pour appliquer une différence de potentiel sur le photocommutateur ou pour appliquer un champ électrique intense sur le patch d'échantillonnage. L'existence de condensateurs en série dans le matériau main-gauche permet de découpler la polarisation nécessaire à la pompe de la polarisation nécessaire à la sonde. En effet, il est possible par exemple de moduler électriquement la polarisation de pompe sans influencer sur la sonde polarisée statiquement. Cela permet entre autres de profiter des performances de la détection synchrone en modulation électrique (si la pompe et la sonde sont modulées simultanément, le rapport signal sur bruit diminue). Ces lignes sont polarisée par une tension de 60 V pour la plupart des mesures effectuées. La modulation de la pompe peut se faire directement sur le faisceau grâce à un hacheur mécanique. Celui-ci est constitué d'un disque perforé fixé à l'axe d'un moteur. Une fonction d'asservissement permet de d'établir une fréquence de modulation stable grâce à un capteur situé à proximité du disque.

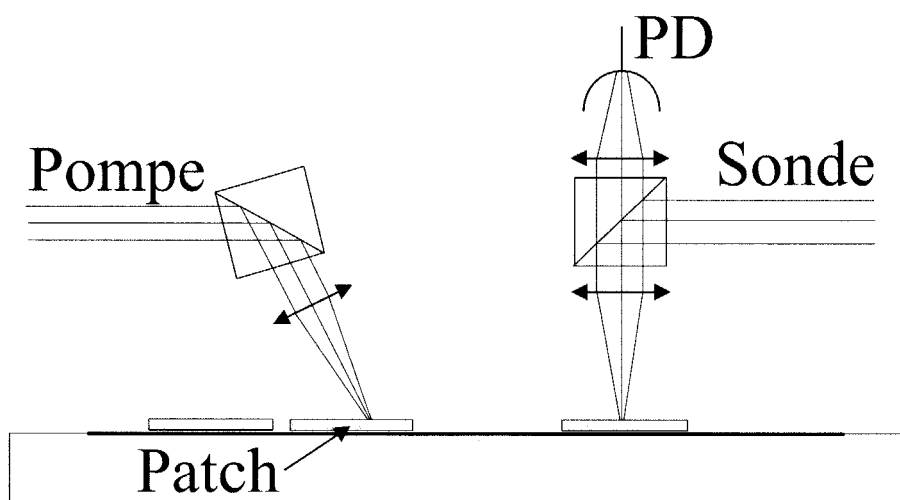


FIG. 5.8 – Représentation schématique du montage à proximité de l'échantillon

Le faisceau de pompe est focalisé sur le patch de GaAs BT avec un angle ce qui permet d'éviter tout retour d'une éventuelle réflexion vers le laser ou plus simplement vers la photodiode utilisée pour l'échantillonnage (figure 5.8). Côté sonde, le faisceau est focalisé sur un patch de AlGaAs BT en incidence normale. Un cube séparateur permet de dévier le faisceau incident vers le patch et de transmettre le faisceau réfléchi du patch vers la photodiode. L'angle du faisceau de pompe par rapport au faisceau de sonde permet aussi de faire une mesure où les faisceaux se croisent (cela peut être le cas lors d'une mesure de réflexion sur un composant) ou de mesurer la durée de vie des porteurs dans un matériau par superposition de la pompe et de la sonde.

5.3.5 Le « space-to-time pulse shaping »

La théorie de cette conversion espace-temps

La largeur spectrale du signal électrique injecté sur une ligne de transmission par une méthode de photoconduction est directement liée à la transformée de Fourier du signal électrique. La source laser utilisée dans ce montage émet des impulsions optiques de l'ordre de la centaine de femtoseconde ce qui équivaut à un spectre de plusieurs terahertz. Ce type de mesure large bande ne convient pas systématiquement à la caractérisation de tous les systèmes électriques fonctionnant à ces fréquences. Il peut être utile de pouvoir sélectionner une bande étroite (une centaine de gigahertz par exemple) tout en conservant les avantages d'une mesure résolue en temps.

Leaird et Weiner [93] [94] [95] démontrent qu'il est possible de générer un paquet d'onde optique par système optique simple liant les propriétés spatiales d'un faisceau optique à ses propriétés temporelles. Il est de ce fait possible de moduler le profil temporel d'une onde en opérant à une mise en forme spatiale au préalable. Ce type de montage est appelé « direct space-to-time pulse shaper ». L'onde résultante peut ainsi être insérée dans le banc de mesure en temps que pompe.

Les deux éléments optiques nécessaires à cette manipulation sont un masque optique et un réseau de diffraction utilisés conjointement. Nous appelons masque optique une plaque de verre ou de quartz possédant des motifs métalliques aux dimensions grandes devant la longueur d'onde du rayonnement à « convertir ».

Introduisons tout d'abord l'ensemble des transformées de Fourier nécessaires à cette démarche :

$$F(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dt f(t) \exp(-j\omega t) \quad (5.6)$$

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega F(\omega) \exp(j\omega t) \quad (5.7)$$

$$S(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dx s(x) \exp(jkx) \quad (5.8)$$

$$s(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dk S(k) \exp(-jkx) \quad (5.9)$$

En sortie du masque, le champ est caractérisé par :

$$e_1(x, t) = s(x)e_{in}(t) \quad (5.10)$$

$s(x)$ inclut le profil spatial du masque ainsi que le profil spatial du faisceau avant la traversée du masque. e_{in} est le profil temporel du champ entrant. Après le réseau de diffraction, le champ est défini par :

$$E_2(x, \omega) \propto s(\beta x) \exp(-j\gamma\omega x) E_{in}(\omega) \quad (5.11)$$

γ est la dispersion spatiale du réseau.

$$\gamma = \frac{\lambda}{cd \cos \theta_d} \quad (5.12)$$

où λ est la longueur d'onde moyenne du rayonnement, c est la vitesse de la lumière, d la période du réseau et θ_d l'angle de diffraction. β représente l'astigmatisme :

$$\beta = \frac{\cos \theta_i}{\cos \theta_d} \quad (5.13)$$

Il suffit maintenant de focaliser le faisceau grâce à une lentille de focale f placée à une distance f du réseau. Une dernière transformée de Fourier spatiale nous donne le champ résultant :

$$e_3(x, t) \propto \int d\omega E_{in}(\omega) S\left(\frac{2\pi x}{\beta\lambda f} - \frac{\gamma\omega}{\beta}\right) \exp(j\omega t) \quad (5.14)$$

Une fente placée à cet endroit permet de supprimer la première composante dans S ($x = 0$). On en déduit que le profile temporel de sortie vaut :

$$e_4(t) \propto e_{in}(t) s\left(-\frac{\beta}{\gamma} t\right) \quad (5.15)$$

Cette relation fait apparaître un facteur de conversion $\frac{\gamma}{\beta}$ qui dans notre cas sera exprimé en ps par mm. Pour résumer, le champ sortant peut s'exprimer comme une convolution du champ entrant avec la représentation du profile spatial entrant.

Le montage optique de pulse shaping

Dans le present montage nous utilisons un masque de mise en forme spatiale fabriqué par lithographie électronique comportant une série de réseaux. La variation du pas de ces réseaux s'étend sur plusieurs centaines de microns ce qui permet d'ajuster le facteur de conversion. Le réseau de diffraction est utilisé en reflection. Il est optimisé pour un rendement maximal aux fréquences émises par notre source laser et possède 600 traits par mm. L'ajout d'un télescope avant le réseau de diffraction permet, par l'intermédiaire du grossissement, d'influer sur le facteur de conversion. Nous n'utilisons pas de fente car la selection spatiale imposée par les dimensions finies des éléments optiques est suffisante.

Le montage est constitué principalement d'un masque de mise en forme spatiale et d'un réseau de diffraction comme indiqué sur la figure 5.9.

On échantillonne le signal temporel grace au faisceau de sonde utilisé sur le montage pompe-sonde. Le faisceau mis en forme et le faisceau de sonde sont focalisés au sein d'un cristal non-linéaire ayant pour but de sommer les fréquences des deux faisceaux. Le faisceau bleu est donc filtré et focalisé sur une photodiode tel que le montre le schéma 5.10.

Les premiers résultats de ce montage ne sont pas suffisants au moment de l'écriture de ce mémoire pour permettre la mesure des caractéristiques d'un composant au sein d'un banc d'échantillonnage par effet Franz-Keldysh. En effet, une étape de mise en forme spatiale du faisceau après conversion est nécessaire pour le réintroduire dans le montage pompe-sonde.

Sur la figure 5.11, la forme d'onde temporelle en sortie du montage de pulse shaping permet de distinguer nettement une série de franges temporelles. Le nombre de celle-ci est pour l'instant limité. De plus, l'état du faisceau en sortie de ce montage reste médiocre en raison de l'astigmatisme induit par le réseau de diffraction sur le faisceau. Pour palier à cette difficulté, l'utilisation d'éléments optiques utiles à la mise en forme de faisceaux est nécessaire. En particulier, la

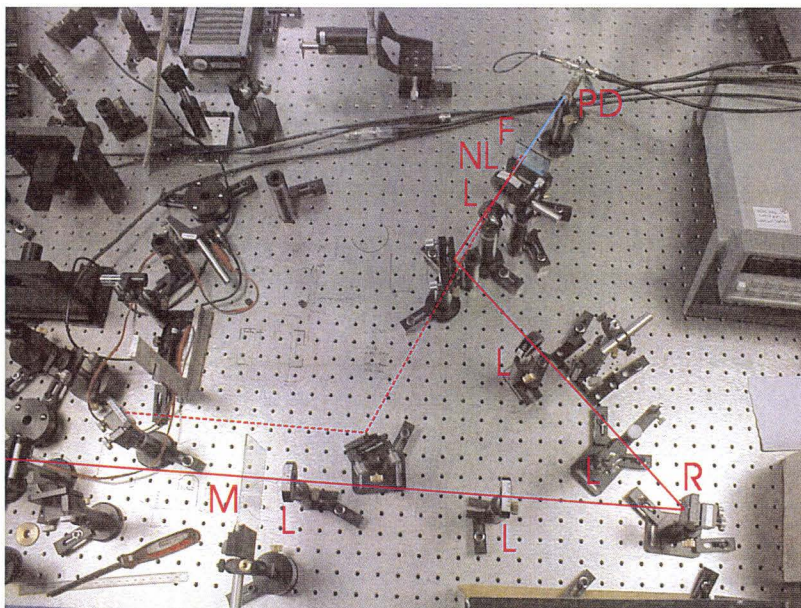


FIG. 5.9 – Photo prise du banc de caractérisation et en particulier la partie de mise en forme temporelle du pulse. M : masque. L : lentille. R : réseau de diffraction. NL : cristal non-linéaire.

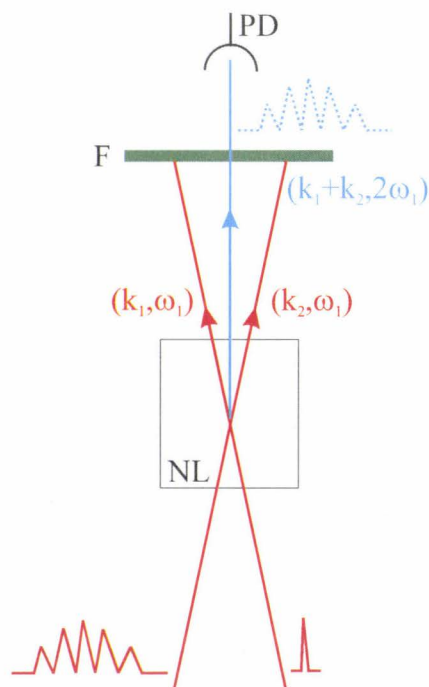


FIG. 5.10 – Schema décrivant la technique d'échantillonnage du faisceau mis en forme. Le cristal non-linéaire somme les fréquences. Le faisceau bleu est donc produit quand un photon du faisceau de pompe (schapping) rencontre un photon du faisceau de sonde. Pour que la photodiode ne détecte seulement que les photons bleus, un filtre est placé en aval du cristal non-linéaire. La ligne à retard du montage pompe-sonde est utilisée pour permettre l'échantillonnage.

correction de l'astigmatisme d'un faisceau optique peut se faire simplement par l'ajout d'une paire de prisme anamorphoseurs sur le trajet du faisceau de sortie.

5.4 Mesures et interprétations

Pour mesurer les performances de la ligne duales ainsi fabriquées, nous avons testé différentes lignes possédant un nombre de cellules variées. Un panel de structures allant de 5 à 21 cellules est à notre disposition. Chaque ligne possède une structure périodique débutant et se terminant par un couple de condensateur. Un guide CPS non chargé est placé aux extrémités de chaque zone périodiquement structurée. Ces zones de plusieurs millimètres chacune servent de zones d'accès et sont utilisées pour placer les patches de génération et de mesure. Une telle longueur est nécessaire pour isoler les différents échos dus à des réflexions sur les bouts de lignes et à les éloigner suffisamment des réponses temporelles provenant de la partie périodiquement chargée.

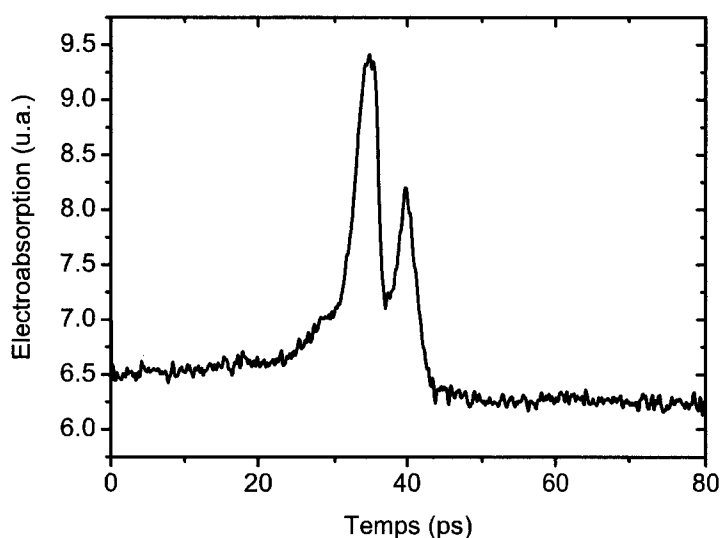


FIG. 5.11 – Forme d'onde temporelle correspondant à un test de mise en forme simple. On remarque que le paquet d'onde est un couple d'impulsions.

5.4.1 Estimation des coefficients de réflexion et de transmission

Lors de l'extraction des paramètres de transmission et réflexion, il est tout d'abord nécessaire de remonter jusqu'aux grandeurs de tension sur la ligne de transmission. En effet, lors de la mesure, c'est l'absorption relative du faisceau de sonde sur le patch de AlGaAs qui est mesurée par la photodiode. De ce fait, cette grandeur ne nous permet pas de remonter directement jusqu'aux puissances transportées par la ligne et son composant. Il apparaît donc une étape nécessaire qui est la calibration de cette mesure de puissance sur la photodiode en un point sur le patch d'échantillonnage. Pour cela, on étalonne l'absorption relative mesurée (en a.u.) en fonction de la polarisation continue appliquée sur la ligne. On obtient la courbe 5.12. On y distingue une partie linéaire pour les forts champs électriques. C'est la pente de cette droite qui permet de transformer la tension mesurée aux bornes de la photodiode en une tension réelle présente au point de mesure. On remarquera que la droite ne passe pas par zéro en raison de la non-linéarité aux faibles champs. De ce fait, seule la composante transitoire du signal est convertie en champ réel alors que la composante continue ne tend pas systématiquement vers la tension de polarisation appliquée sur la ligne par un générateur externe. Pour comparer les signaux présents sur les deux patchs d'échantillonnage, il faut déterminer les deux coefficients propres aux deux points de mesure. Après cette opération, les signaux sont comparables.

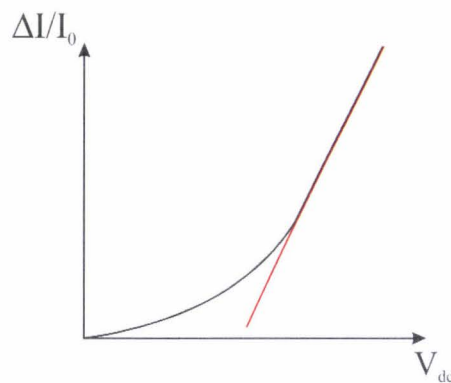


FIG. 5.12 – Courbe de calibration de la tension mesurée au bornes de la photodiode. Ce type de courbe est utilisé par la suite pour déterminer la variation de tension lors du passage du pulse. V_{dc} est la tension de polarisation appliquée à la ligne. $\frac{\Delta I}{I_0}$ est la grandeur mesurée par la photodiode (dans la pratique, on mesure une tension aux bornes de la photodiode).

Il faut ensuite effectuer un fenêtrage des signaux temporels qui contiennent souvent trop d'informations. Par exemple, sur le signal transmis (figure 5.13) on mesure une oscillation suivie d'un deuxième paquet d'ondes. Cette deuxième partie caractéristique d'un écho de bout de ligne et ne doit pas être pris en compte lors de la transformée de Fourier.

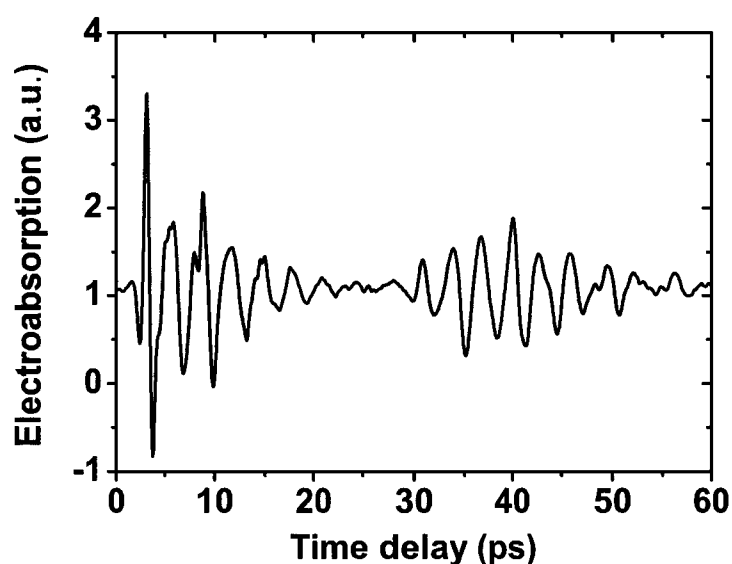


FIG. 5.13 – Electroabsorption mesurée sur le patch situé sur le côté opposé au patch de génération. Cette évolution représente l'onde transmise par le composant. Au delà de 30 ps, apparaît un second paquet d'ondes dû à un écho en bout de ligne.

Le signal mesuré sur le patch en amont de cette ligne, c'est à dire le patch situé du même côté que le photocommutateur, lui aussi est qualitativement intéressant. On y distingue plusieurs zones bien distinctes (figure 5.14).

Le patch d'échantillonnage étant à proximité du patch de génération, on observe tout d'abord une impulsion bien distincte et de forte tension (environ une dizaine de volts). Cette impulsion électrique correspond à l'image du paquet d'onde généré. En effet, le pulse optique commande la fermeture de l'interrupteur ultra-rapide qui à son tour et par symétrie va générer deux impulsions électriques identiques dans les deux sens de propagation de la ligne. Une des impulsions va traverser la zone gauche de la ligne et être en partie réfléchi alors que l'autre va rejoindre directement le patch d'échantillonnage.

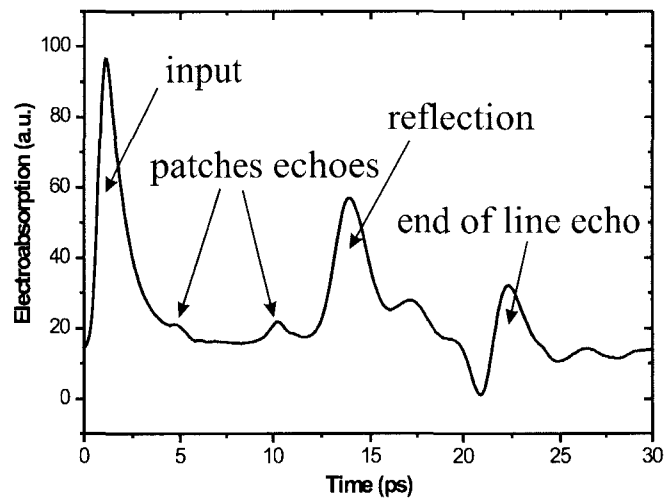


FIG. 5.14 – Electroabsorption mesurée sur le patch situé sur le même côté que le patch de génération. Cette évolution représente tout d'abord l'impulsion d'entrée ainsi que l'onde réfléchiée par le composant. Nous y avons annoté l'interprétation correspondant aux différentes fenêtres temporelles observables.

A chaque traversée d'un patch, ou plus précisément, à chaque passage par une interface *ligne + patch/ligne*, l'onde subie une discontinuité d'impédance ainsi que d'indice effectif et on observe une réflexion sur cette interface. Les petits sursauts de tension correspondants sont nettement visibles sur la courbe 5.16 et sont de l'ordre du volt. Dans le tableau suivant, on compare l'impédance et l'indice effectif d'une ligne 5 – 12,5 – 5 avec et sans patch. L'énergie réfléchie est non négligeable dans le calcul exact des puissances.

	Permittivité effective	impédance
sans patch	2.8	184
avec patch	4.28	158

FIG. 5.15 – Tableau montrant l'influence des patches sur la permittivité effective des lignes ainsi que sur leur impédance. Les lignes de transmission sont des CPS 5-12,5-5.

Vient ensuite un autre motif impulsionnel. La forme est triangulaire et est suivie d'une série d'oscillations. Cette réponse est celle du filtre de métamatériau. L'ordre de grandeur des tensions mesurées est quasiment identique à celui correspondant au pulse incident. Pour étudier le spectre réfléchi, il est nécessaire d'isoler cette zone par un fenêtrage temporel. On peut noter que cette réponse est de même signe que l'impulsion source.

Ce n'est pas le cas des impulsions réfléchies sur les bout de lignes comme on peut le voir sur la dernière zone de la courbe 5.14. Sur une rupture d'impédance due à un circuit ouvert (bout de ligne), il apparaît une tension négative. C'est pourquoi, les échos de bout de ligne ont une allure antisymétrique.

Il est possible de s'assurer de l'origine de chaque pic se trouvant sur une courbe temporelle en faisant varier la position des points de focalisation de chaque faisceau. Sur la figure 5.16, on a déplacé ces faisceaux et on remarque le déplacement dans le temps des différentes impulsions ce qui permet de retrouver l'origine physique leur donnant naissance. Sur la courbe rouge, nous avons déplacé le spot de pompe vers le métamatériau. La distance entre le spot de pompe et de sonde a augmenté donc l'impulsion « source » arrive plus tard que sur la courbe noire (courbe de référence). Ce n'est pas le cas de l'impulsion réfléchie sur le filtre. En effet, le spot de pompe étant plus près du métamatériau, celui-ci arrive plus tôt. Comme l'impulsion effectue un aller retour jusqu'au filtre, elle aura gagné du temps sur l'impulsion réfléchie de référence (courbe noire).

Les courbes vertes et bleues sont obtenues après un déplacement du spot de sonde en direction des plots de polarisation (bout de ligne). Dans ce cas, les pics incidents (source) et réfléchis se déplacent tous les deux dans le même sens car

l'ensemble des informations arrive plus tard. Ce n'est pas le cas de l'échos de bout de ligne (fléché entre 25 et 30 ps) qui est mesuré plus tôt dans ce cas (vert, bleu) alors que sur la courbe rouge il est mesuré plus tard. En effet, dans ce cas la distante pompe-plots a augmenté.

Les échos de patchs sont fléchés entre 5 et 10 ps. Ils correspondent à la rupture d'impédance sur le bord des patchs. Dans cette gamme de fréquence, nous en distinguons deux. En décalant le spot de sonde vers les plots (courbe verte et bleu), nous remarquons que le premier écho arrive plus tard et le second arrive plus tôt. Dans le cas de la courbe verte, les deux échos sont mesurés au même instant. De ce fait on en distingue qu'un seul mais d'amplitude plus importante. Ces deux plots se déplacent dans des directions opposées sur l'axe des temps. L'un correspond à la réflexion de l'impulsion incidente sur le bord du patch de pompe un instant après sa création alors que l'autre correspond à la réflexion du pulse incident sur le second bord du patch de sonde après un premier passage sous le spot de sonde (figure 5.17).

Pour terminer l'étude des courbes dans le domaine temporel, nous avons pu observer un signal électrique sur une ligne voisine de la ligne comportant le point source. La possibilité de mesurer une onde sur une ligne adjacente nous indique qu'une grande partie de l'énergie générée, s'échappe de la structure guidée lors de sa traversée (en particulier par ondes de chocs). L'énergie rayonnée est due à la présence de deux phénomènes physiques. Le premier est la présence du cône de lumière venant sectionner la bande de propagation gauche. Les hautes fréquences de cette bande se situent au-dessus de ce cône et vont avoir une aptitude naturelle à être rayonnée. Le second phénomène est dû à la présence de modes de substrat.

En effet, l'épaisseur de substrat implique l'apparition d'onde de choc. Ces ondes de choc électromagnétiques sont générées à chaque fois qu'un mode de substrat apparaît avec un indice effectif de propagation plus grand que l'indice du mode de propagation fondamental. La vitesse de l'onde dans ces modes secondaires est donc plus lente à l'image d'une onde de choc mécanique où le point source se déplace plus vite que la vitesse de propagation dans le milieu (phénomène très courant en acoustique en raison de la faible vitesse du son).

Passons maintenant à l'analyse de ces données dans le domaine fréquentiel. Comme décrit précédemment, cette analyse nécessite un fenêtrage systématique pour ne pas mélanger l'ensemble des informations correspondant à des phénomènes physiques bien distincts.

Intéressons-nous tout d'abord au signal mesuré en sortie de filtre. Après isolement du premier écho, le calcul de la transformée de Fourier indique la pré-

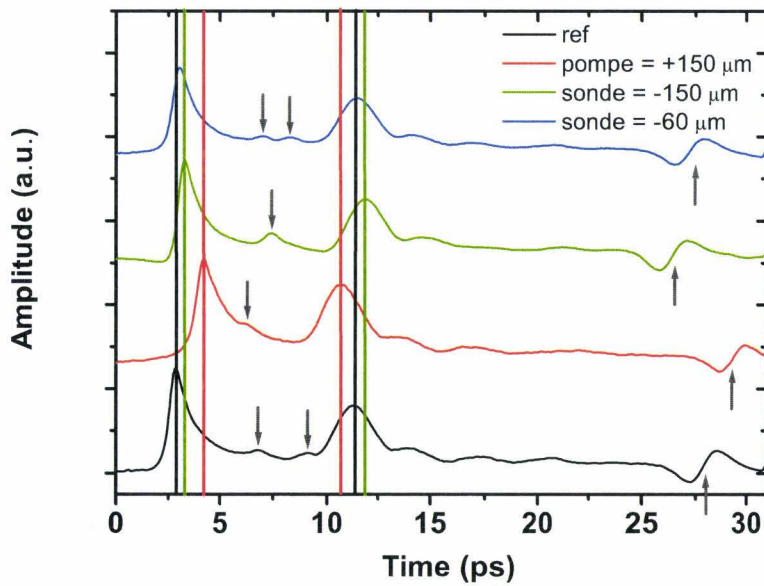


FIG. 5.16 – Sur ce montage de courbe, chacune d’entre elles représente une mesure effectuée pour une position différente de points de focalisation des faisceau de pompe et de sonde. On remarque que pour un unique sens de déplacement d’un des points, les différents pics caractéristiques ne se déplacent pas dans le même sens en fonction de leur provenance. Prenons la courbe noire comme référence. La courbe rouge est obtenue en décalant le point de focalisation de la pompe de $150 \mu\text{m}$ vers le métamatériau. En vert, nous avons tracé la courbe mesurée après un décalage de $150 \mu\text{m}$ de la sonde vers les plots de polarisation. En bleu est tracée la courbe obtenue par un décalage de $60 \mu\text{m}$ du spot de sonde vers les plots. Les flèches désignent des échos de bords de patches ou de bouts de lignes.

sence d'une bande de transmission (figure 5.18) comprise entre 250 et 380 GHz. Cette mesure, en accord avec le diagramme de dispersion calculé précédemment, confirme l'existence d'une bande de transmission gaucheère.

A partir de cette même courbe temporelle, il est possible d'extraire un facteur de qualité. On rappelle qu'un facteur de qualité est une grandeur liée à la durée de vie du rayonnement au sein d'une cavité. Il est inversement proportionnel à la largeur à mi-hauteur du pic de transmission. Le facteur de qualité peut donc s'écrire de deux façons différentes :

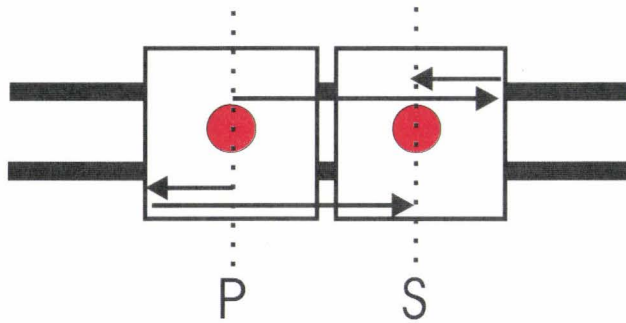


FIG. 5.17 – Schema montrant le parcours de deux impulsions propres aux deux principaux échos de patches mesurés. Les points rouges représentent des spots de pompe et de sonde (en pointillé le plan de pompe et de sonde).

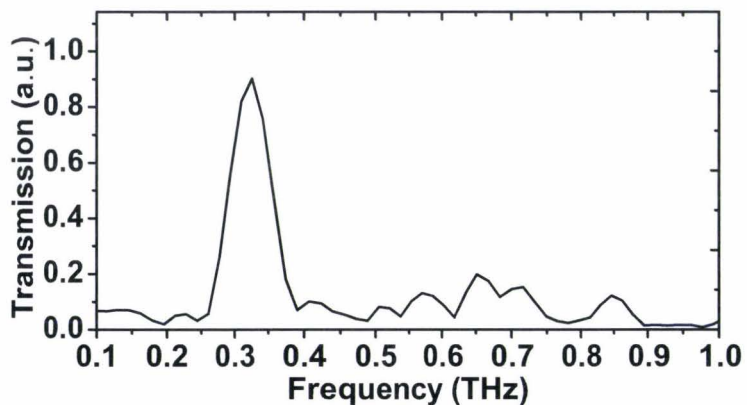


FIG. 5.18 – Transformée de Fourier de la courbe d'électroabsorption après fenêtrage (courbe non calibrée et non normalisée).

$$Q = \frac{\omega}{\Delta\omega} \approx \frac{T_{95\%}}{T} \quad (5.16)$$

On distingue cinq périodes sur la courbe temporelle (figure 5.19). On peut en déduire un facteur de qualité autour de 5 confirmé par la mesure de la largeur de la bande de transmission ($Q \sim 4$). Après un second gap, on observe une série de remontées.

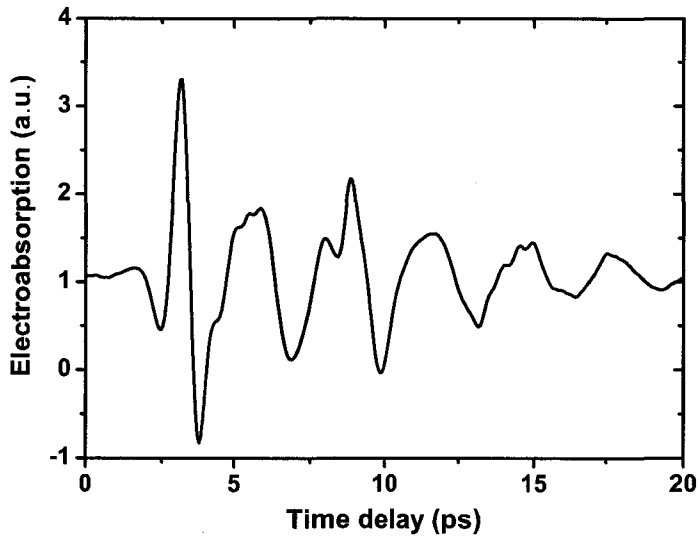


FIG. 5.19 – Grossissement de la courbe temporelle caractérisant l'onde transmise. On distingue 5 périodes d'oscillation d'amplitudes raisonnables ce qui nous permet d'en déduire le facteur de qualité.

Une brève analyse effectuée sur la courbe temporelle correspondant au signal réfléchi confirme que le spectre basse fréquence a bien été filtré par la ligne gauche.

Intéressons nous plus particulièrement à la mesure des paramètres S_{ij} d'une ligne. Après calibration des patches d'échantillonnage d'une ligne de 17 cellules élémentaires nous obtenons les deux coefficients de conversion extraits des courbes 5.20 et 5.21.

Après application de ces coefficients de calibration sur les signaux temporels de la ligne correspondante, nous normalisons le spectre du signal sortant par le spectre du signal entrant dans le composant et ce, pour le signal réfléchi et pour

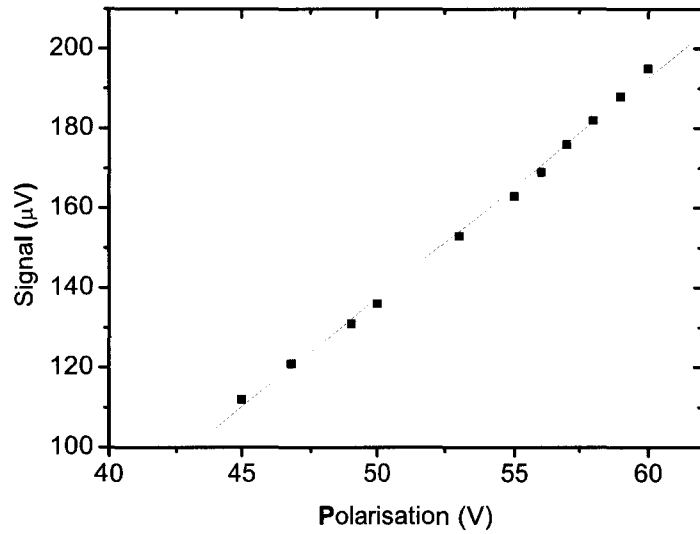


FIG. 5.20 – Courbes de calibration correspondant au patch d'échantillonnages déposé du côté de l'onde réfléchie.

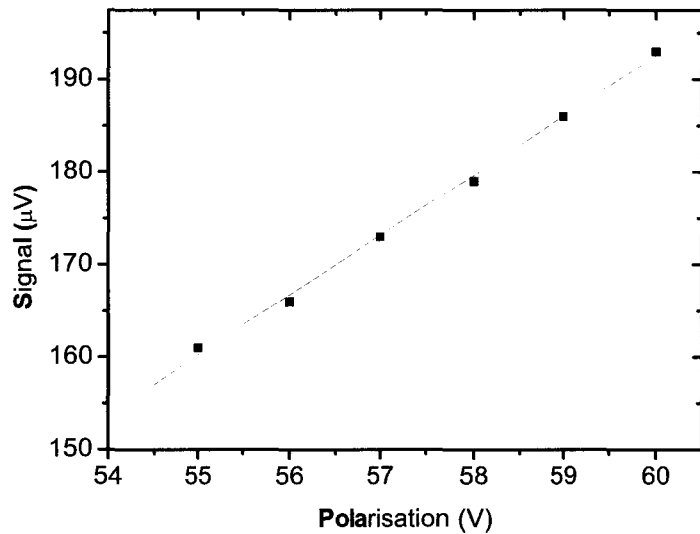


FIG. 5.21 – Courbes de calibration correspondant au patch d'échantillonnages déposé du côté de l'onde transmise.

le signal transmis. A partir de ces courbes d'amplitudes comparables (figure 5.22), il est possible d'extraire une bonne approximation des pertes. Celle-ci sont estimées à environ 0.6 dB par cellule.

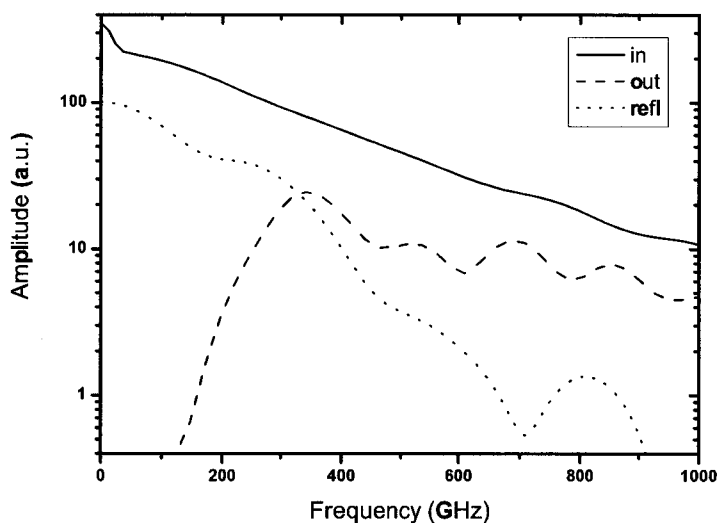


FIG. 5.22 – Paramètres S_{ij} obtenus après application des coefficients de normalisation. Nous avons superposé sur une même courbe le spectre du signal entrant (continu), le spectre réfléchi (pointillés courts) ainsi que le spectre transmis (pointillés longs).

5.4.2 Evaluation de la phase et extraction de l'indice effectif

A l'image de la conclusion faite sur l'aspect novateur de l'utilisation du miroir de Bragg non pas comme un miroir mais comme un déphaseur, il est clair que ce n'est pas l'aspect filtrant seul qui est digne d'intérêt dans un tel dispositif. Il existe déjà un grand nombre de filtres aux technologies très performantes rendant difficile l'émergence des filtres constitués de métamatériaux aux pertes encore trop conséquentes. L'ingénierie de la vitesse de phase, ainsi que sa direction, est un atout majeur que ne possède pas le commun des filtres.

Avant de parler de toute application, nous avons cherché tout d'abord à mesurer les déphasages induits par nos lignes de transmission. Il est ici important de démontrer qu'il y a bien une rétro-propagation de la phase au sein de cette

structure périodique et que la vitesse de phase et de groupe sont bien de signe opposés.

Dans cette optique, Eleftheriades *et al.* montre qu'il est possible de mettre en évidence la rétro-propagation de la phase en comparant deux structures périodiques de longueurs différentes [96]. Il est de ce fait possible de remonter jusqu'à l'indice effectif de la ligne de la façon suivante :

$$\Phi_2 - \Phi_1 = -\frac{\omega n}{c_0}(d_2 - d_1) \quad (5.17)$$

Φ_2 et Φ_1 sont deux valeurs de phases extraites pour deux lignes de longueur différentes, respectivement d_2 et d_1 .

Sur la figure 5.23, on distingue deux lignes juxtaposées, l'une comportant 17 cellules, l'autre en comportant 21. Pour effectuer la caractérisation de ces deux lignes en modifiant le moins possible les conditions expérimentales nous les avons patchées par des éléments semi-conducteurs de surface suffisante pour n'en utiliser qu'un seul pour les deux lignes. Une simple translation des points de focalisation des faisceaux de pompe et de sonde permet de passer d'une ligne à l'autre. De ce fait l'onde parcourt exactement la même distance sur les deux lignes. L'équation suivante permet de corriger la variation de phase induite par le transport de l'onde au travers la portion de ligne droitère (2ème terme de l'équation) remplaçant les cellules unitaires manquantes sur la ligne gauche la plus courte (figure 5.24).

$$\Phi_2 - \Phi_1 = -\left(\frac{\omega n_{LH-CPS}}{c_0} d_2 - \left(\frac{\omega n_{LH-CPS}}{c_0} d_1 + \frac{\omega n_{RH-CPS}}{c_0} (d_2 - d_1) \right) \right) \quad (5.18)$$

Après simplification, le terme correctif de l'indice effectif gauche n'est autre que l'indice droitère de la ligne non chargée ($n_{RH-CPS} \approx 1.6$).

$$n_{LH-CPS} = -\frac{c_0}{f \Delta L} \frac{\Delta \Phi}{2\pi} + n_{RH-CPS} \quad (5.19)$$

Grace à cette méthode de caractérisation, il n'est pas nécessaire de connaître avec précision la distance exacte entre le point de focalisation de la sonde et de la pompe car aucune de celle-ci n'intervient dans le calcul de l'indice.

Avant d'utiliser cette méthode pour extraire un ordre de grandeur de l'indice de notre ligne il faut tout d'abord possible d'observer le délai négatif entre deux signaux de données brutes. Sur la courbe 5.25, nous avons superposé la forme

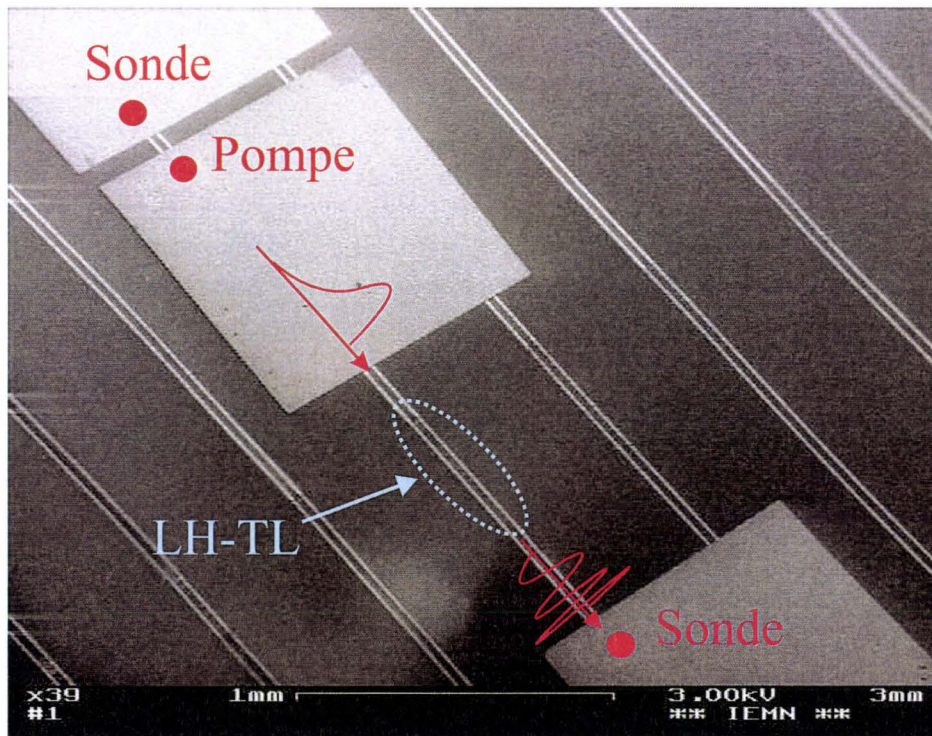


FIG. 5.23 – Photo prise au microscope électronique à balayage d'un couple de lignes de 17 et 21 cellules. Chaque patch est utilisé deux fois car il recouvre à lui seul les deux lignes. Cela permet de modifier au minimum les conditions de mesure lors du passage d'une ligne à l'autre. Les points rouges représentent les spots lumineux des faisceaux de pompe et de sonde. Pour mesurer la seconde ligne, il suffit de translater les points de focalisation perpendiculairement aux lignes. En bleu a été matérialisé la zone gauche de la ligne de transmission coplanaire.

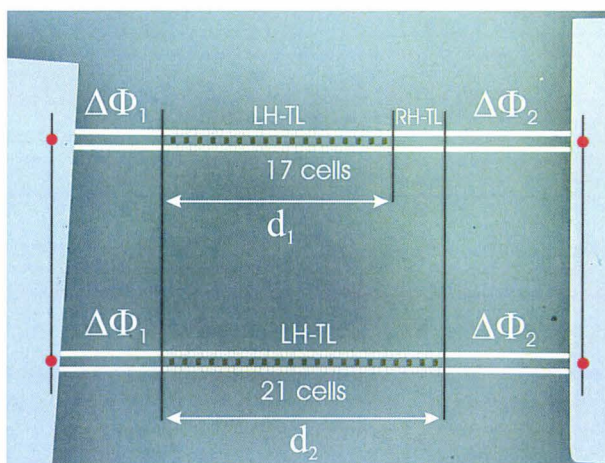


FIG. 5.24 – Photographie d'un couple de lignes de transmission comportant 17 et 21 cellules. En rouge sont matérialisés les points de focalisation des faisceaux optiques. Lors d'une mesure différentielle de phase entre ces deux lignes on remarque que les portions de lignes situées à l'entrée et à la sortie des composants induisent un déphasage identique. Ceci est vrai à l'exception d'une portion de ligne très courte résultant de la différence du nombre de cellules entre ces deux lignes. Il est donc nécessaire d'ajouter un terme correcteur permettant de compenser le déphasage induit par les quatre cellules manquantes.

d'onde transmise par des lignes de transmission comportant 17 et 21 cellules. A titre de comparaison, si on choisit le pic rapide en début de paquet d'onde comme référence, on remarque que celui-ci arrive quasi-simultanément pour les deux lignes. Ce pic est constitué en partie du spectre haute fréquence de la deuxième bande de transmission. Le diagramme de dispersion de cette bande est très proche de la courbe de dispersion correspondant à la ligne droitère non chargée c'est pourquoi la position de ce pic est pratiquement inchangée. « Derrière » ce pic on mesure une série d'oscillation qui paraissent nettement en avance pour la ligne comportant 21 cellules. Cette avance de phase traduit le caractère gaucher de la ligne de transmission périodiquement chargée.

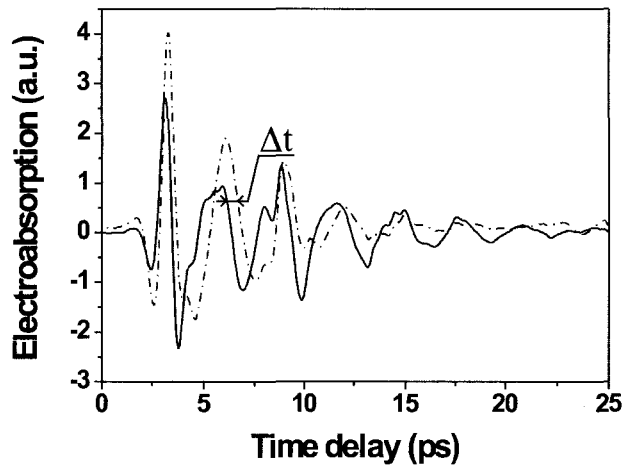


FIG. 5.25 – Mesures de l'évolution temporelle correspondant au signal transmis par deux lignes comportant un nombre de cellules élémentaires différentes. Ici nous comparons une ligne de 17 cellules (pointillés) avec une ligne de 21 cellules (continu). Nous avons représenté par un Δt , l'avance de phase du signal issu de la ligne la plus longue (21 cellules).

A partir du déphasage mesuré entre 17 et 21 cellules, il est possible de remonter jusqu'à l'indice effectif. Au centre de la bande de transmission, on mesure un indice effectif de l'ordre de -3 sans l'ajout du déphasage induit par la portion de ligne droitère supplémentaire traversée par l'onde se propageant sur la ligne ne comportant que 17 cellules. Après l'ajout de ce facteur correctif, l'indice est estimée à environ -1 comme indiqué sur la courbe 5.26.

Nous avons démontré par visualisation des courbe temporelles, que la ligne

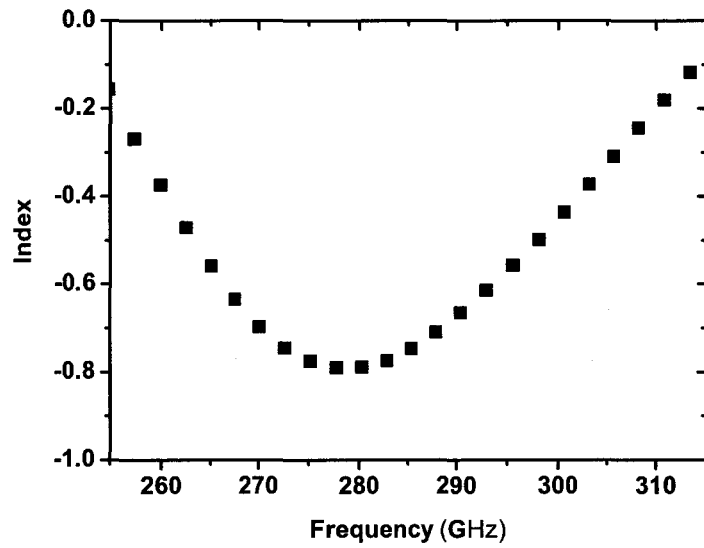


FIG. 5.26 – Extraction de la valeur d'indice effectif mesurée à partir de la différence de phase entre deux lignes comportant un nombre de cellules différentes.

de transmission structurée périodiquement possédait des propriétés de rétropropagation de la phase. L'ajout d'un délai négatif a été dans un second temps confirmé par l'estimation de l'indice.

5.5 Structuration 2-D et 3-D : vers la superlentille

Les différents prototypes 1-D révèlent de nombreuses applications en termes de filtrage, de contrôle de la phase ainsi que dans la fabrication d'éléments rayonnants performants. Mais il n'est pas possible de qualifier ces éléments de matériaux gauchers. En effet, l'appellation de matériau à indice de réfraction négatif, ne peut se faire que si la réfraction anormale, propre à ces structures artificielles, est observée. Il est donc important de développer des milieux à structuration 2-D et 3-D.

Une des applications les plus impressionnantes est la superlentille [97]. Cette lentille se caractérise par une couche de matériau doublement négatif. On l'appelle aussi lentille plane. Le couple de permittivité et perméabilité idéales est $\epsilon_r = \mu_r = -1$. La réfraction négative dans le matériau gaucher permet de focaliser l'image d'un objet et de la reconstruire parfaitement (schéma 5.27). Pendry a montré que dans ce milieu, on observe bien entendu un renversement de la phase mais aussi une amplification des ondes évanescentes. Il a ainsi pu démontrer que la limite classique de résolution ($\sim \lambda$) pouvait être dépassée grâce à ce type de lentille.

L'objectif de la superlentille est en passe d'être atteint par l'intermédiaire de l'ensemble des technologies. Nous ne parlerons pas ici des superlentilles diélectriques constituées de cristaux photoniques. Dans ce paragraphe, sera détaillé les évolutions récentes des lignes de transmission interconnectées en réseau 2-D [54] [98] [99]. Eleftheriades fabrique un réseau à deux dimensions constitué de lignes de transmission composites perpendiculairement connectées. Les lignes de transmission sont chargées par les inductances et les capacités seulement sur une surface donnée, caractérisant la zone d'indice de réfraction négatif de la superlentille. Autour de cette superlentille, les zones d'accès sont des lignes interconnectées mais non-chargées, donc droitières. Sur la photo 5.28, on observe ce dispositif constitué de lignes microruban. Le résultat obtenu sur le schéma 5.29, montre le fonctionnement de cette lentille à une fréquence de 1 GHz. On remarque la forte intensité du champ électrique à l'intérieur de la lentille causée par l'amplification des ondes évanescentes.

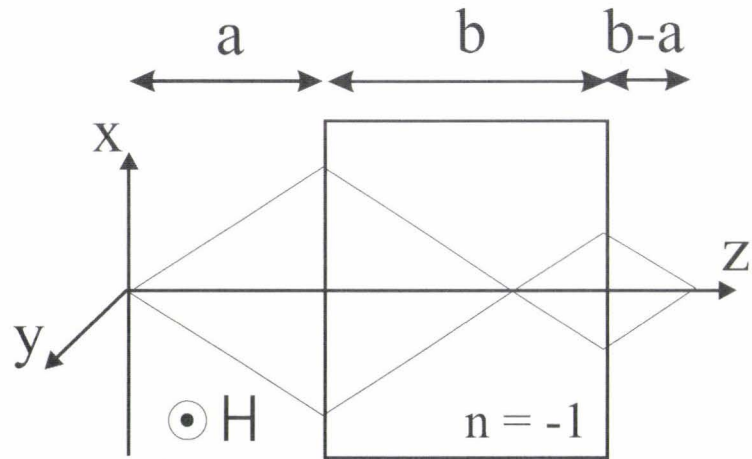


FIG. 5.27 – Schema illustrant le fonctionnement d’une superlentille.

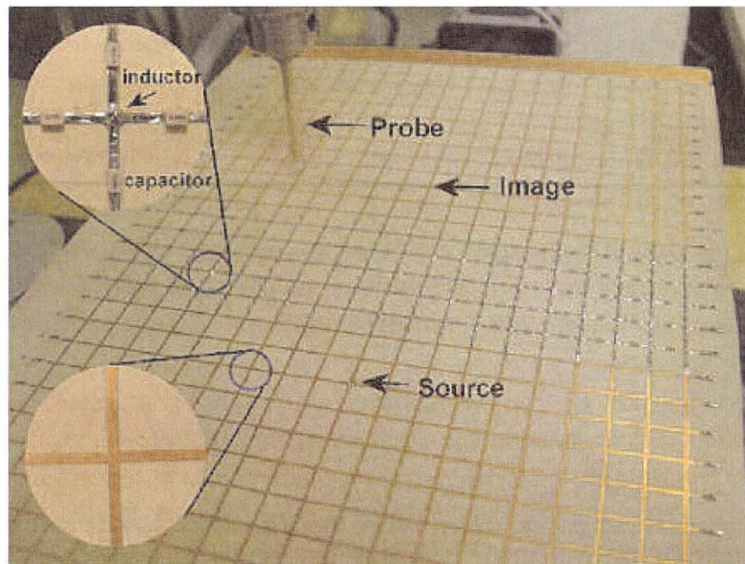


FIG. 5.28 – Photo du prototype de superlentille 2-D réalisé à partir de lignes de transmissions composites interconnectées [54].

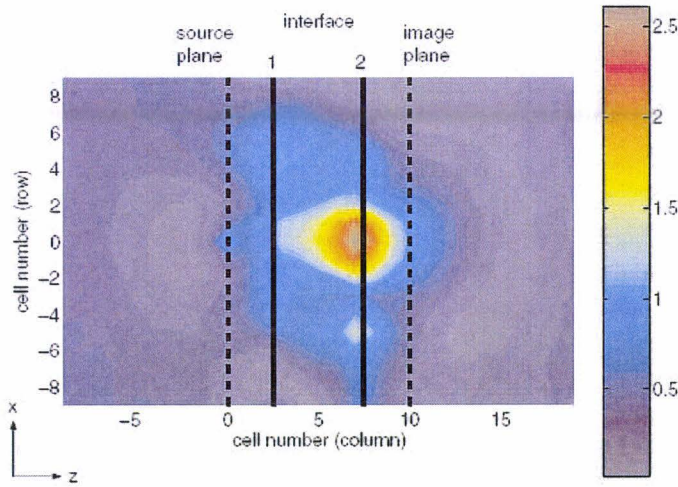


FIG. 5.29 – Mesure en champ proche du champ électrique en tout point du circuit à 1 GHz [54].

5.6 Conclusion

Le montage expérimental décrit dans ce chapitre nous a permis de générer un rayonnement large bande par photoconduction grâce à une source laser femtoseconde. L'aspect original de ce montage est l'utilisation de l'effet Franz-Keldysh pour détecter l'impulsion de champ électrique. Nous avons mis en valeur les avantages des mesures dans le domaine temporel appliquées aux structures gau-chères et en particulier le fait de pouvoir accéder directement à la phase. Cette technique, souvent utilisée pour déterminer les amplitudes des signaux, nous a permis de mettre en évidence la rétropropagation du signal transmis (inversion de la vitesse de phase) sur une bande d'une centaine de gigahertz centrée autour de 300 GHz. L'utilisation de cette méthode de caractérisation nous a permis aussi d'en déterminer les limites, en particulier dans le traitement des amplitudes pour l'obtention des paramètres S_{ij} . Le calibrage des « patches » de semi-conducteurs est une étape importante qui ne peut être négligée lors de mesures quantitatives. Nous avons pu constater, par ailleurs, que l'étape fondamentale est le fenêtrage temporel indispensable au discernement des différents phénomènes physiques. Ce fenêtrage est critique lorsque le signal temporel est constitué de plusieurs réponses notamment par réflexion. Parmi ces informations, nous avons pu constater bon nombre d'échos soit dus à la rupture d'impédance d'un bout de ligne soit du à un rebord du photocommutateur. En effet, leur présence perturbe la

propagation des ondes. Au terme de ces caractérisations, il nous semble que les informations de phases soit déterminés de façon quantitative alors qu'il reste un certain nombre d'incertitudes sur la normalisation des signaux.

CHAPITRE 6

Backward wave : passé et futur

Ce chapitre a pour but de rappeler dans un premier temps l'apparition du principe de rétropropagation dans les sources micro-ondes à tube. Dans un second temps quelques applications et développement des structures gauchères simples seront exposées. Nous développerons en particulier les perspectives des lignes composites accordables et non-linéaire ainsi que les structures composites bidimensionnelles.

6.1 Des ondes backward dans des sources micro-ondes

Les phénomènes de rétropropagation ne sont pas seulement présents dans les matériaux artificiels dit gauchers. A l'époque où Veselago démontre mathématiquement les effets des matériaux doublements négatifs sur les lois de l'électromagnétisme et de l'optique géométrique, une source micro-onde à tube se développe : le backward wave oscillator (figure 6.1). Cette source utilise un faisceau d'électrons relativistes c'est-à-dire dont la vitesse de déplacement dans le tube est proche de la vitesse de la lumière. Le tube contient un milieu métallique corrugué (*Slow Wave Structure*). Le faisceau d'électron se propageant dans le tube est confiné par un fort champ magnétique. Le SWS a pour but de réduire la vitesse des ondes électromagnétiques sous le cône de lumière ce qui permet à l'énergie contenue dans le faisceau d'électrons de passer vers un mode de propagation de la structure. Sur le diagramme de dispersion calculé sur la figure 6.2, sont superposés les premiers modes du SWS avec la droite de dispersion caractérisant la propagation du faisceau d'électrons. Le couplage de ces deux modes se fait en un point où la pente respective des deux modes est de signe opposé. L'amplification de l'onde électromagnétique se fait dans un mode backward si l'on prend comme référence le sens de propagation du faisceau. En modulant le potentiel de l'anode et de la cathode, il est possible d'ajuster la vitesse des électrons présent dans le SWS. Cette sélection de vitesse se traduit sur le diagramme de dispersion par un choix de la pente. Cela fait du BWO une source micro-onde accordable. Néanmoins, les BWO sont d'avantage utilisés pour leurs performances en puissance et leur rendement de conversion élevé.

6.2 Perspectives des lignes de transmission gauchères

6.2.1 Métamatériaux 2-D : quelles technologies ?

Pour exploiter pleinement les caractéristiques des métamatériaux gauchers, il est nécessaire d'étendre la fabrication aux structures à plusieurs dimensions. L'évolution la plus directe des lignes de transmission composites consiste à réaliser des nappes 2-D. Le passage à deux dimensions permet d'utiliser l'effet de réfraction négative des matériaux gauchers plutôt qu'un simple effet d'onde « backward ». La possibilité de pouvoir choisir la direction du vecteur d'onde en

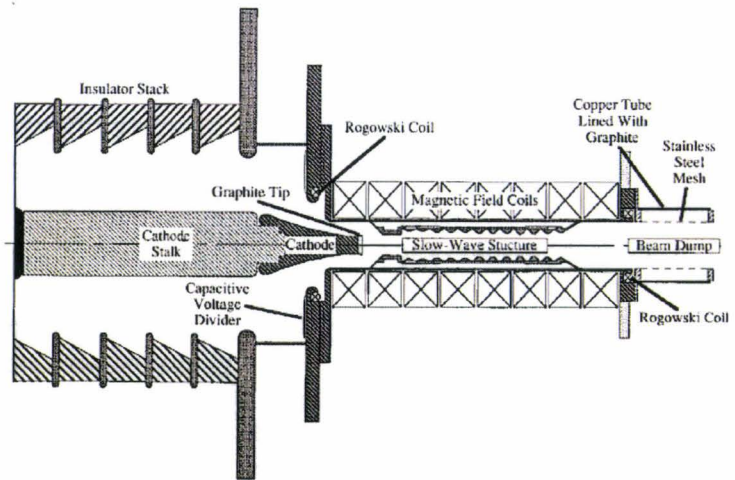


FIG. 6.1 – Schéma d’une source micro-onde constituée d’un tube *backward wave oscillator* [100].

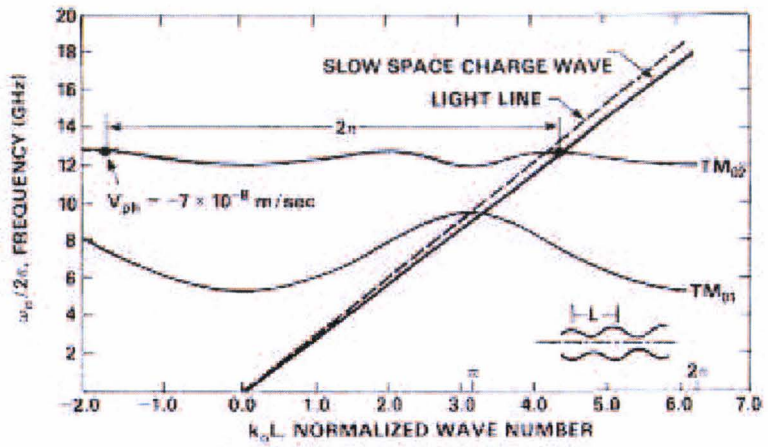


FIG. 6.2 – Diagramme de dispersion des différents modes de propagation présents dans un WBO [101].

fonction de la fréquence fait naître de nouvelles applications des métamatériaux telles que les routeurs, les techniques de focalisation ou de collimation.

Les réalisations de structures 2-D sont encore peu nombreuses et inexistantes aux fréquences où nous avons caractérisées les lignes de transmission gauchères (300 GHz). L'utilisation d'éléments localisés peut être étendue aux structures 2-D. Par contre l'utilisation d'une technologie coplanaire ne semble pas applicable à ces structure en raison de la géométrie des lignes ainsi que celle des inductances en méandres. Le passage à une technologie « microstrip » permet de s'affranchir de ces difficultés. Dans ce cas, les inductances sont constituées de spirales venant contacter le plan de masse de la ligne microruban par une technologie de type « via hole ».

Une première série de simulations de ces structure a été réalisées au sein de l'équipe (figure 6.3).

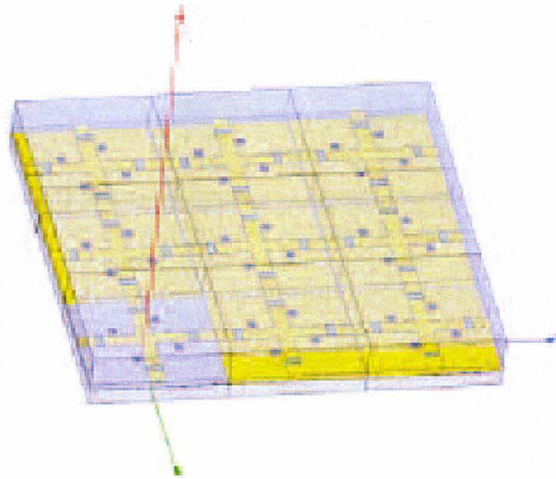


FIG. 6.3 – Réalisation d'une nappe 2-D grâce au logiciel HFSS. Les condensateurs sont des capacités en recouvrement et les inductances, des spirales connectées au plan de masse par des *via hole*.

Une autre façon de concevoir une structuration périodique 2-D planaire est d'utiliser des motifs ayant la forme de champignons (fig. 6.4). Cette nappe est fabriquée à partir d'un plan de masse. Sur ce plan de masse, sont greffés des plaques métallique de géométrie carrée connectées aux plan de masse par des via hole. Cette géométrie fait apparaître un effet capacitif entre chaque motif ainsi qu'un effet inductif par la présence de via hole. Ce type de structure périodique est un bon exemple de milieu à bande de dispersion composite très proche d'une technologie microruban. De plus, la réalisation de cette nappe aux fréquences

qui nous intéresse paraît possible. Des simulations sont en cours de réalisation au sein de l'équipe et montrent des diagrammes de dispersion comportant les bandes recherchées autour de 10 GHz. On distingue sur la figure 6.5 une bande de transmission gauchère (TE1) au dessus du cône de lumière pour une application de type antenne (thèse à venir de M. Bouzouad).

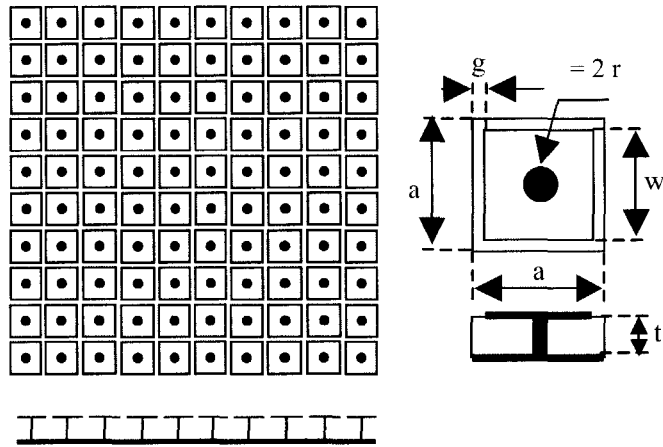


FIG. 6.4 – Schéma d'une structure composite 2-D de type « champignons ». Chaque champignon est constitué d'une plaque métallique de géométrie carrée connectée au plan de masse en son centre par un via hole. Une capacité apparaît entre chaque champignon ainsi qu'une inductance formée par les « via holes ». L'association de la capacité série et de l'inductance parallèle fait apparaître une bande de dispersion main-gauche.

6.2.2 Capacités variables : accordabilité et non-linéarité

Une autre évolution des lignes de transmission à bandes composites réside dans leur accordabilité. L'idée consiste à introduire un composant accordable au sein de la structure de propagation. Nous avons vu tout au long du chapitre 3, qu'un des éléments permettant de faire varier la position des bandes de dispersion d'un guide gaucher, est la capacité en série. Par conséquent, pour rendre accordable un guide d'onde, il suffit de remplacer cette capacité par un composant varactor ou d'utiliser un film ferroélectrique.

Le film ferroélectrique est un moyen très efficace pour concevoir des circuits métamatériaux accordables. Prenons comme exemple le BST. Ce matériau de forte permittivité voit celle-ci modifiée par l'application d'un champ électrique. Lors de l'intégration de capacités variables au sein de lignes de transmission,

la technologie de dépôt de ferroélectriques permet de fabriquer des condensateurs plan ou des condensateurs constitués de peignes interdigités. Cette dernière technologie est la plus utilisée car elle permet de déposer le BST sur l'ensemble du substrat avant de débiter la fabrication des peignes, ce qui évite l'étape de gravure du matériau. Sur la courbe 6.6, nous avons représenté la caractéristique $C(V)$ d'un condensateur de type peigne interdigité déposé sur un film de BST. La non-linéarité de cette caractéristique montre que la permittivité du diélectrique varie en fonction du champ électrique qui lui est appliqué. Des lignes de transmission gauchères sont en cours de fabrication et de caractérisation dans l'équipe (thèse à venir de A. Marteau). Sur la figure 6.7, on distingue une de ces lignes composites constituée d'un guide d'onde planaire de type CPW. Au centre du guide, le conducteur central comporte des condensateurs interdigités en configuration série (agrandissement figure 6.7). On remarque plusieurs guides transverses, utiles à la création d'inductances parallèles. Ces guides sont connectés à des rubans extérieurs à la ligne de transmission permettant de polariser les condensateurs grâce à une tension continue. L'ajustement de cette tension permet d'accorder les valeurs de capacités et de déplacer les bandes de transmission du diagramme de dispersion. Enfin, on aperçoit différents « ponts » constitués de fils soudés par ultrasons, permettant de contacter l'ensemble des éléments des plans de masse.

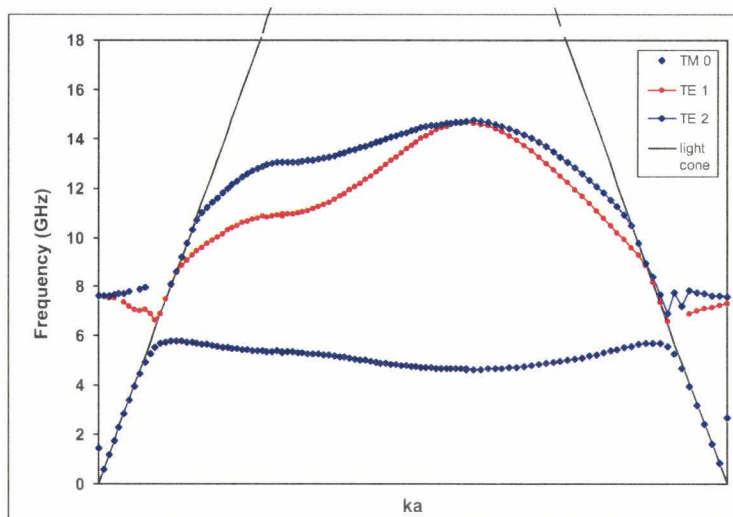


FIG. 6.5 – Diagramme de dispersion d'une structure composite de type « champignon ». Nous y avons représenté les différents modes de propagation.

L'autre application des éléments accordables est la fabrication de lignes de transmission composites non-linéaires. Si on charge une ligne de transmission avec des éléments réactifs, on crée une ligne non-linéaire car l'impédance de ces éléments dépend de la tension appliquée à chacun d'entre eux. Dans ce cas, on utilise des capacités varactor (figure 6.9). On retrouve le même comportement non-linéaire que celui observé pour les capacités au BST (figure 6.8). Les capacités varactor peuvent être ajoutées à une ligne de transmission soit en dehors du procédé de fabrication de ligne et y être déposées par report soit être fabriquées par procédé monolithique pour les applications hautes-fréquences (longueur d'ondes millimétriques). Ces condensateurs peuvent être placés en série ou en parallèle de façon à obtenir soit une ligne droitère soit une ligne gauchère. Pour la fabrication d'éléments rayonnants, il est possible de travailler en bordure du point de transition entre la sous-bande gauchère et la sous-bande droitère.

L'exploitation la plus complète des performances d'un tel système consiste à utiliser un circuit de polarisation indépendant pour chaque varactor permettant ainsi de choisir un angle de rayonnement différent pour chaque portion de ligne. Grâce à ce procédé, il est possible de mettre en forme le faisceau rayonné par cette antenne.

L'utilisation de varactor a permis de fabriquer des lignes non-linéaires capables de modifier la fréquence du signal [103]. De ce fait ces lignes sont utilisées comme source indirecte dans le domaine micro-onde. L'utilisation de varactor dans une configuration gauchère permet de combiner la multiplication en fréquence avec la rétropropagation de phase. A long terme, des nappes bidi-

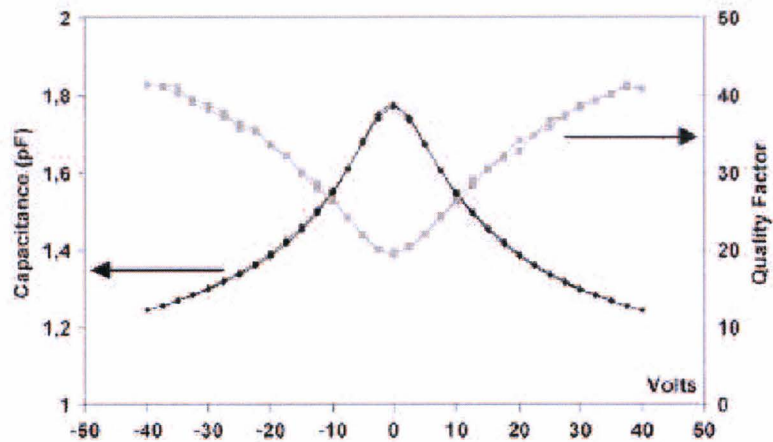


FIG. 6.6 – Caractéristique $C(V)$ d'un peigne interdigité déposé sur du BST [102].

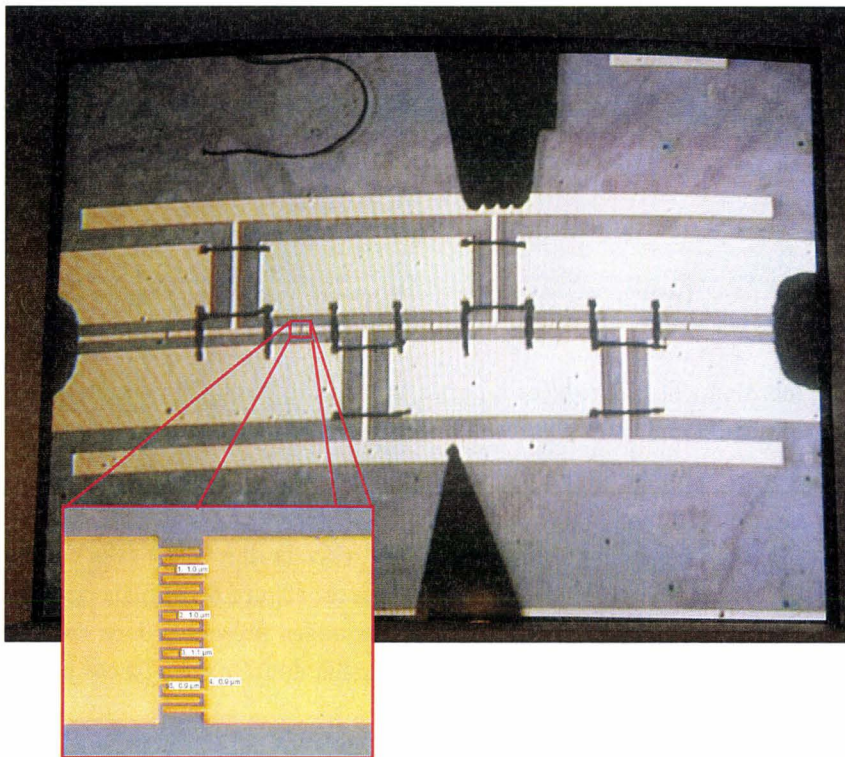


FIG. 6.7 – Photo d'une ligne de transmission composite accordable par film BST pendant une phase de caractérisation sous pointe. Un agrandissement du conducteur central permet d'apercevoir un peigne d'électrodes interdigitées. De chaque côté de la ligne (gauche et droite), on distingue un ensemble de 3 pointes (1 conducteur central et 2 plans de masse) utiles à la caractérisation par analyseur de réseau. Deux rubans latéraux et extérieurs à la ligne permettent d'appliquer la polarisation aux capacités variables (pointes en haut et en bas).

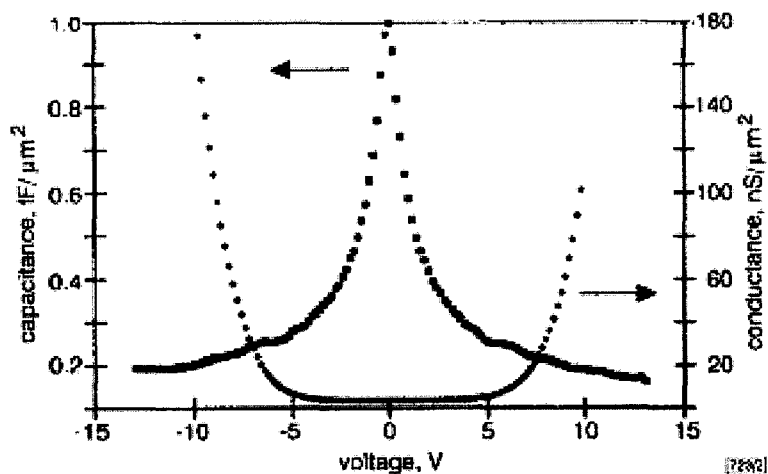


FIG. 6.8 – Caractéristique $C(V)$ d'une diode varactor [25].

mensionnelles fabriquées à partir de cette technologie permettront de focaliser l'image d'une source grâce à l'effet superlentille tout en la convertissant à une longueur d'onde plus courte.

De récentes études effectuées dans l'équipe, montre qu'il est possible d'obtenir des rendements de conversion intéressants dans des lignes composites chargées périodiquement de capacités varactor (figure 6.10) mais que la maîtrise de l'accord de phase entre les différentes ondes présentes dans ce type de structure est une étape critique à la conversion de fréquence (thèse à venir de M.-F. Foulon).

Les technologies basées sur l'utilisation de film BST et sur l'utilisation d'éléments varactor sont toutes deux compatibles avec les applications aux fréquences visées (environ 300 GHz) même si elles rendent plus difficiles la conception de structures bidimensionnelles.

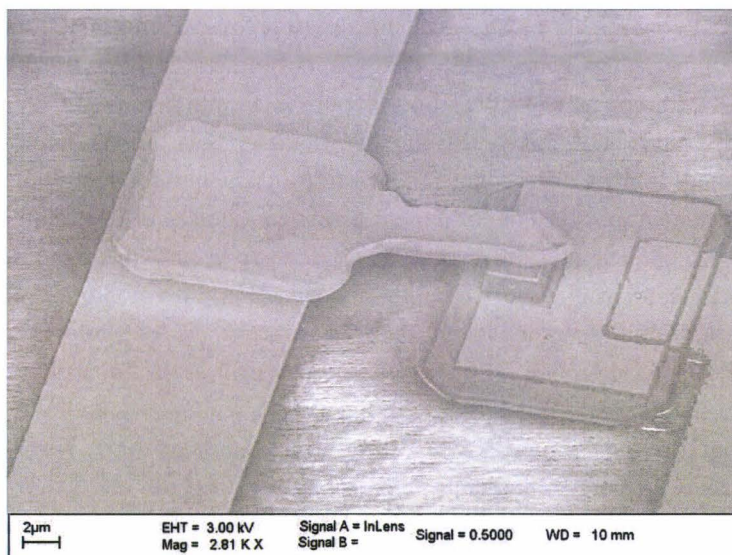


FIG. 6.9 – Image obtenue par microscopie électronique d'une diode HBV fabriquée, au sein de l'équipe, sur une ligne de transmission coplanaire (CPS).

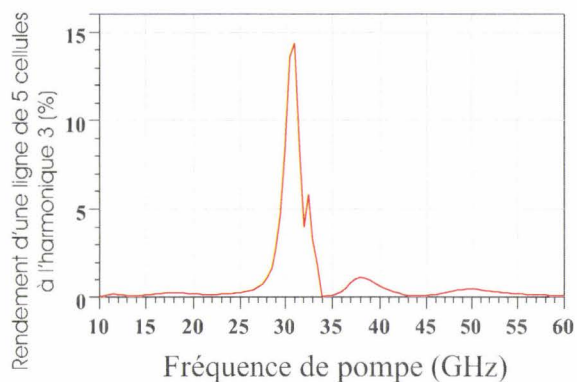


FIG. 6.10 – Résultat de simulation, obtenu grâce au logiciel ADS, d'une ligne de transmission composite constituée de 5 cellules contenant des capacités non-linéaire de type varactor. La courbe représente le rendement de conversion de cette ligne à l'harmonique 3 en fonction de la fréquence de pompe. Le rendement est d'environ 15% à une fréquence de pompe de 30 GHz.

6.3 Conclusion

Au terme de ce chapitre, on constate que pour les bandes de fréquences millimétriques et sub-millimétriques, notamment autour de 300 GHz, plusieurs développements sont possibles à court et moyen terme. En gardant une structure unidimensionnelle, les améliorations les plus prometteuses se situent dans l'accordabilité des systèmes en visant, autant que faire se peut, des comportements composites qui combinent dispersion gauche et droite en absence de gap. Il est également certain que les études sur le non-linéaire ouvrent un champ extrêmement nouveaux combinant génération d'harmoniques, amplification paramétrique, éventuellement dans un context où les effets électromagnétiques anormaux des main-gauches puissent être utilisés. Enfin, à plus long terme, l'extension aux structures bidimensionnelles et tridimensionnelles qui, rappelons-le, sont totalement inexistantes à notre connaissance dans cette gamme de fréquence, permettrait non seulement de tirer parti des effets de rétropropagation mais aussi de la réfraction négative. Il nous semble que là encore, le domaine du térahertz est à la croisée des technologies et la fabrication d'une nappe de champignons, qui a été décrite de façon sommaire dans ce chapitre, serait sans aucun doute une première, compte tenu de l'état de l'art actuel des métamatériaux.

Conclusion

Le présent travail de thèse a consisté à concevoir, fabriquer et caractériser différentes structures périodiques ayant des propriétés gauchères aux fréquences terahertz. Cela nous a permis d'exploiter pleinement les outils de mesure utilisés dans cette gamme de fréquence tel que l'analyseur de réseau vectoriel et le banc d'échantillonnage électro-optique. Deux types de structures unidimensionnelles ont été fabriqués.

Le premier prototype est un réseau de Bragg. Cette structure périodique est bien connue des opticiens plus communément appelée « miroir de Bragg » en raison de l'utilisation la plus courante qui en est faite. Nous nous sommes intéressés ici aux propriétés de filtrage du réseau de Bragg et en particulier aux effets sur la phase. Nous avons montré qu'un filtre de Bragg idéal possède des bandes de transmission composites constituées d'une partie gauchère et d'une partie droitère. Pour mettre en évidence l'influence de la condition de Bragg sur les bandes de transmission nous avons utilisé une méthode de caractérisation résolue en temps. Cette méthode nous a permis d'extraire les évolutions de phase induites par ce filtre et de remonter jusqu'au diagramme de dispersion à partir de données expérimentales. Celles-ci ont été comparées avec succès aux calculs numériques effectués lors de la conception du filtre.

Le second prototype est une ligne de transmission composée d'éléments localisés LC introduits sur un guide coplanaire. Ces lignes de transmission terahertz de dimensions réduites ont été fabriquées dans la centrale technologique de l'IEMN [104]. Cette fabrication a nécessité l'utilisation d'une grande partie des

procédés utilisés en micro-électronique. Plusieurs étapes de lithographie optique et électronique ainsi que des dépôts et des gravures assistés par plasma ont été primordiaux pour mener à bien la fabrication.

Les outils numériques utilisés ont été identiques que ceux utilisés lors des simulations du miroir de Bragg. Nous avons calculé le diagramme de dispersion de la ligne de transmission gauchère par la simulation d'une cellule élémentaire de cette ligne. Une modélisation simple par la théorie des lignes nous a permis alors de remonter jusqu'aux valeurs des différents éléments localisés.

La caractérisation de ces lignes à rétropropagation de phase à été effectuée grâce à un banc de caractérisation pompe-sonde résolu en temps permettant de préserver l'information de phase. L'utilisation de l'effet Franz-Keldysh dans le but d'échantillonner le signal temporel a été justifiée. Dans un premier temps, nous avons décrit le fonctionnement du banc de caractérisation. Ensuite, nous avons appliqué cette technique de mesure aux lignes de transmission gauchères. Une mesure différentielle a permis de mettre en évidence pour la première fois à notre connaissance, tout du moins au THz, la rétropropagation de phase dans ces lignes [105]. Une estimation de l'indice effectif ainsi que des amplitudes des paramètres S_{ij} a pu être faite.

Pour l'avenir, il nous semble impératif d'étendre les dimensions des dispositifs au moins à la fabrication de réseaux à deux dimensions en respectant le critère de métamatériau nécessaire à l'homogénéisation des propriétés électriques et magnétiques. Cette ouverture devrait nous permettre d'effectuer des expérimentations en réfraction négative dont une des premières applications est le routage en longueur d'onde. Dans cette optique, les technologies coplanaires se révèlent relativement difficiles à utiliser. Dans ces conditions, il me semble plus astucieux de retenir une technologie de type microruban avec la possibilité de réaliser des inductances en spirale sur la base des techniques « via hole ». Les techniques d'échantillonnage électro-optiques devraient pouvoir s'appliquer dans la mesure où le dépôt de patch englobant déjà plusieurs lignes a réussi. On peut ainsi penser à un sondage local des énergies transmises afin de remonter aux règles de sélection angulaire.

Une suite naturelle de ce travail nous semble également concerner l'accordabilité. Nous avons pu voir en effet qu'un grand nombre des propriétés électroniques sont assujetties aux valeurs de capacités, localisées ou distribuées. L'effet main-gauche étant dépendant principalement d'un montage en configuration série, l'accordabilité des systèmes peut de façon relativement évidente être obtenue en faisant varier cette capacité, soit par l'intermédiaire d'un matériau dont la

permittivité relative dépend de l'application d'un champ interne, soit par l'insertion de diodes *varactor*. Des premiers essais sur la base de la première approche en utilisant concrètement un matériau ferroélectrique, le BST, ont déjà donné des résultats concluants à 30 GHz. Des premières caractérisations de la relaxation diélectrique du BST en bande THz laissent présager une expansion possible à 300 GHz qui est la fréquence où nos dispositifs ont fonctionné.

Enfin, l'ajout de diodes *varactor* permet non seulement de configurer les systèmes par l'application d'une tension statique, mais également d'explorer un domaine tout-à-fait nouveau qui concerne les phénomènes de non-linéarité dans les métamatériaux main-gauches. Ce dernier axe de recherche est actuellement étudié dans le groupe par utilisation de diodes à *heterostructure barrier varactor* et pourrait s'intégrer aux thématiques relatives à ce travail.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J. W. Waters. Submillimetre-wavelength heterodyne spectroscopy and remote sensing of the upper atmosphere. In *Proceedings of the IEEE*, 1992.
- [2] X. C. ZHANG. Terahertz waves imaging : horizons and hurdles. *Physics in Medicine and Biology*, 47 :3667–3677, 2002.
- [3] B. B. Hu and M. C. Nuss. Imaging with terahertz waves. *Optical Letters*, 16 :1716–1718, 1995.
- [4] Zhang. <http://www.rpi.edu/~zhangxc/thzimaghome.htm>.
- [5] K. Kawase, Y. Ogawa, Y. Watanabe, and H. Inoue. Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints. *Optics Express*, 11 :2549–2554, 2003.
- [6] Farran Technologies. www.esa.int.
- [7] L. Margulès and F.L. Constantin. Spectroscopie térahertz en phase gazeuse. *R.E.E.*, 1 :50–54, 2003.
- [8] D. R. Grischkowsky, I. N. Duling, J. C. Chen, and C. C. Chi. Electromagnetic shock waves from transmission lines. *Phys. Rev. Lett.*, 59 :1663–1666, 1987.
- [9] D. B. Rutledge, D. P. Neikirk, and D. P. Kasilingram. *Infrared and millimeter waves*. 1983.
- [10] C. Sirtori. Quantum cascade laser with plasmon-enhanced waveguide operating at 8.4 μm wavelength. *Appl. Phys. Lett.*, 66 :3242–3244, 1995.
- [11] Rudeger Kohler, Alessandro Tredicucci, Fabio Beltram, Harvey E. Beere, Edmund H. Linfield, A. Giles Davies, David A. Ritchie, Rita C. Iotti, and Fausto Rossi. Terahertz semiconductor-heterostructure laser. *Nature*, 417(6885) :156–159, May 2002.

- [12] H. J. Cheng, J. F. Whitaker, T. M. Weller, and P. B. Katehi. Terahertz-bandwidth characteristics of coplanar transmission lines on low permittivity substrates. *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, 42 :2399–2405, 1994.
- [13] Thomas Y. Hsiang, John F. Whitaker, Roman Sobolewski, Douglas R. Dykaar, and Gerard A. Mourou. Propagation characteristics of picosecond electrical transients on coplanar striplines. *Appl. Phys. Lett.*, 51(19) :1551–1553, November 1987.
- [14] J. B. Gunn. Microwave oscillations of current in III-V semiconductors. *Solid State Communications*, 1(4) :88–91, September 1963.
- [15] John A. Copeland. LSA oscillator-diode theory. *J. Appl. Phys.*, 38(8) :3096–3101, July 1967.
- [16] L. L. Chang, L. Esaki, and R. Tsu. Resonant tunneling in semiconductor double barriers. *Appl. Phys. Lett.*, 24(12) :593–595, June 1974.
- [17] E. R. Brown, J. R. Soderstrom, C. D. Parker, L. J. Mahoney, K. M. Molvar, and T. C. McGill. Oscillations up to 712 GHz in InAs/AlSb resonant-tunneling diodes. *Appl. Phys. Lett.*, 58(20) :2291–2293, May 1991.
- [18] M. Reddy, S.C. Martin, A.C. Molnar, R.E. Muller, R.P. Smith, P.H. Siegel, M.J. Mondry, M.J.W. Rodwell, H. Kroemer, and Jr. Allen, S.J. Monolithic Schottky-collector resonant tunnel diode oscillator arrays to 650 GHz. *Electron Device Letters, IEEE*, 18(5) :218–221, 1997.
- [19] Y. Kwon, D. Pavlidis, T.L. Brock, and D.C. Streit. A D-band monolithic fundamental oscillator using InP-based HEMT's. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 41(12) :2336–2344, 1993.
- [20] S.E. Rosenbaum, B.K. Kormanyos, L.M. Jelloian, M. Matloubian, A.S. Brown, L.E. Larson, L.D. Nguyen, M.A. Thompson, L.P.B. Katehi, and G.M. Rebeiz. 155- and 213-GHz AlInAs/GaInAs/InP HEMT MMIC oscillators. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 43(4) :927–932, 1995.
- [21] W. Knap, Y. Deng, S. Rumyantsev, J.-Q. Lu, M. S. Shur, C. A. Saylor, and L. C. Brunel. Resonant detection of subterahertz radiation by plasma waves in a submicron field-effect transistor. *Appl. Phys. Lett.*, 80(18) :3433–3435, May 2002.
- [22] W. Knap, Y. Deng, S. Rumyantsev, and M. S. Shur. Resonant detection of subterahertz and terahertz radiation by plasma waves in submicron field-effect transistors. *Appl. Phys. Lett.*, 81(24) :4637–4639, December 2002.
- [23] W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, V. V. Popov, and M. S. Shur. Terahertz emission by plasma waves in 60 nm gate high electron mobility transistors. *Appl. Phys. Lett.*, 84(13) :2331–2333, March 2004.
- [24] F. Tepe, W. Knap, D. Veksler, M. S. Shur, A. P. Dmitriev, V. Yu. Kachorovskii, and S. Rumyantsev. Room-temperature plasma waves resonant detection of sub-terahertz radiation by nanometer field-effect transistor. *Appl. Phys. Lett.*, 87(5) :052107–3, August 2005.

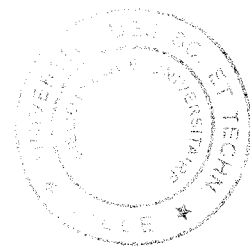
- [25] X. Mélique, A Maestrini, P. Mounaix, M. Favreau, O. Vanbésien, J. M. Goutoule, G. Beaudin, T. Nahri, and D. Lippens. Record performances of a 250 ghz inp-based heterostructure barrier varactor tripler. *Electronics Letters*, 35 :938–939, 1999.
- [26] F. Maiwald, S. Martin, J. Burston, A. Maestrini, T Crawford, and P. H. Siegel. 2.7 thz waveguide tripler using monolithic membrane diodes. *2001 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, 3 :1637–1640, 2001.
- [27] E. Brunderman, H. P. Roser, W. Heiss, E. Gornik, and E. E. Haller. *Appl. Phys. Lett.*, 67 :3543, 1995.
- [28] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho. Quantum Cascade Laser. *Science*, 264 :553–556, April 1994.
- [29] B. S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, and J. L. Reno. Resonant-phonon terahertz quantum-cascade laser operating at 2.1 thz. *Electronics Letters*, 40 :431–432, 2004.
- [30] R. Kohler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, and D. A. Ritchie. Low-threshold quantum-cascade laser at 3.5 thz. *Optics Letters*, 28 :810–812, 2003.
- [31] G. Scalari, L. Ajili, J. Faist, H. Beere, E. Linfield, D. Ritchie, and G. Davies. Far-infrared ($\lambda = 87\mu\text{m}$) bound-to-continuum quantum-cascade laser operating up to 90 k. *Applied Physics Letters*, 82 :3165–3167, 2003.
- [32] Maurice Bernard. Optical absorption as a photomixing process. *Appl. Phys. Lett.*, 2(1) :9–11, January 1963.
- [33] E. R. Brown, F. W. Smith, and K. A. McIntosh. Coherent millimeter-wave generation by heterodyne conversion in low-temperature-grown GaAs photoconductors. *J. Appl. Phys.*, 73(3) :1480–1484, February 1993.
- [34] E. Peytavit, S. Arscott, D. Lippens, G. Mouret, S. Matton, P. Masselin, R. Bocquet, J. F. Lampin, L. Desplanque, and F. Molot. Terahertz frequency difference from vertically integrated low-temperature-grown GaAs photodetector. *Appl. Phys. Lett.*, 81(7) :1174–1176, August 2002.
- [35] S. VERGHESE, K. A. MCINTOSH, and E. R. BROWN. Highly tunable fiber-coupled photomixers with coherent terahertz output power. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 45(8) :1301–1309, 1997.
- [36] K. A. MCINTOSH, E. R. BROWN, K. B. NICHOLS, O. B. MCMAHON, W. F. DINATALE, and T. M. LYSZCZARZ. Terahertz photomixing with diode lasers in low-temperature-grown GaAs. *Applied Physics Letters*, 67(26) :3844–3846, 1995.
- [37] S. Matton, G. Mouret, R. Bocquet, J.F. Lampin, F. Molot, and D. Lippens. Génération et détection cohérente d’onde THz par photomélangé : vers la caractérisation d’échantillons à forte dispersion. *J. Phys. IV France*, 119 :231–232, 2004.
- [38] I. S. Gregory, W. R. Tribe, M. J. Evans, T. D. Drysdale, D. R. S. Cumming, and M. Missous. Multi-channel homodyne detection of continuous-wave terahertz radiation. *Appl. Phys. Lett.*, 87(3) :034106–3, July 2005.

- [39] J. K. Wahlstrand and R. Merlin. Cherenkov radiation emitted by ultrafast laser pulses and the generation of coherent polaritons. *Phys. Rev. B*, 68 :054201, 2003.
- [40] T. Tanabe, K. Suto, J. Nishizawa, T. Kimura, and K. Saito. Frequency-tunable high-power terahertz wave generation from GaP. *J. Appl. Phys.*, 93(8) :4610–4615, April 2003.
- [41] T. Tanabe, K. Suto, J. Nishizawa, K. Saito, and T. Kimura. Tunable terahertz wave generation in the 3- to 7-THz region from GaP. *Appl. Phys. Lett.*, 83(2) :237–239, July 2003.
- [42] Y. Watanabe, K. Kawase, T. Ikari, H. Ito, Y. Ishikawa, and H. Minamide. Component spatial pattern analysis of chemicals using terahertz spectroscopic imaging. *Appl. Phys. Lett.*, 83(4) :800–802, July 2003.
- [43] S. Hoffmann, M. Hofmann, E. Brundermann, M. Havenith, M. Matus, J. V. Moloney, A. S. Moskalenko, M. Kira, S. W. Koch, S. Saito, and K. Sakai. Four-wave mixing and direct terahertz emission with two-color semiconductor lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 84 :3585–3587, 2004.
- [44] Oml, inc. Technical report, www.oml-mmw.com.
- [45] E Rosencher and B. Vinter. *Optoélectronique : Cours et exercices corrigés*. Dunod, 2002.
- [46] Pochi Yeh. *Optical Waves In Layered Media*. Wiley-Interscience, 2005 (2Rev Ed).
- [47] D. Grischkowsky, S. Keiding, M. van Exter, and C. Fattinger. Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors. *Journal of the Optical Society of America B*, 7 :2006–2015, 1990.
- [48] Coherent inc. (cohr). Technical report, www.coherentinc.com.
- [49] T. Decoopman, O. Vanbesien, and D. Lippens. Demonstration of a backward wave in a single split ring resonator and wire loaded finline. *Microwave and Wireless Components Letters, IEEE [see also IEEE Microwave and Guided Wave Letters]*, 14(11) :507–509, 2004.
- [50] J. B. PENDRY, A. J. HOLDEN, W. J. STEWART, and I. YOUNGS. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures. *Physical Review Letters*, 76(25) :4773–4776, 1996.
- [51] D. R. SMITH, W. J. PADILLA, D. C. VIER, S. C. NEMAT-NASSER, and S. SCHULTZ. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Physical Review Letters*, 84(18) :4184–4187, 2000.
- [52] R. MARQUÈS, J. MARTEL, F. MESA, and F. MEDINA. Left-handed-media simulation and transmission of EM waves in subwavelength split-ring-resonator-loaded metallic waveguides. *Physical Review Letters*, 89(18), 2002.
- [53] F. MARTIN, J. BONACHE, F. FALCONE, M. SOROLLA, and R. MARQUÈS. Split ring resonator-based left-handed coplanar waveguide. *Applied Physics Letters*, 83(22) :4652–4654, 2003.

- [54] Anthony Grbic and George V. Eleftheriades. Overcoming the diffraction limit with a planar left-handed transmission-line lens. *Phys. Rev. Lett.*, 92(11) :117403–4, March 2004.
- [55] G.V. Eleftheriades, A.K. Iyer, and P.C. Kremer. Planar negative refractive index media using periodically L-C loaded transmission lines. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 50(12) :2702–2712, 2002.
- [56] P. V. PARIMI, W. T. LU, P. VODO, J. SOKOLOV, J. S. DEROV, and S.SRIDHAR. Negative refraction and left-handed electromagnetism in microwave photonic crystals. *Physical Review Letters*, 92(12), 2002.
- [57] V. G. Veselago. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . *Sov. Phys.—Usp.*, 10 :517–526, 1968.
- [58] E. YABLONOVITCH. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Physical Review Letters*, 58(20) :2059–2062, 1987.
- [59] M. Notomi. Negative refraction in photonic crystals. *Optical and Quantum Electronics*, 34 :133–143, 2002.
- [60] Mathias Perrin, Sophie Fasquel, Thibaut Decoopman, Xavier Mélique, Olivier Vanbésien, E Lheurette, and Didier Lippens. Left-handed electromagnetism obtained via nanostructured metamaterials : comparison with that from microstructured photonic crystals. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, 7(2) :S3–S11, 2005.
- [61] D. C. Meisel, K. Busch, and M. Wegener. Holographic lithography of yablonovite-like photonic crystals. In *PECS-VI : International Symposium on Photonic and Electromagnetic Crystal Structures*, 2005.
- [62] J. B. PENDRY, A. J. HOLDEN, D. J. ROBBINS, and W. J. STEWART. Low frequency plasmons in thin-wire structures. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 10(22) :4785–4809, 1998.
- [63] K. LI, S. J. MCLEAN, R. B. GREGOR, C. G. PARAZZOLI, and M. H. TANIELIAN. Free-space focused-beam characterization of left-handed materials. *Applied Physics Letters*, 82(15) :2535–2537, 2003.
- [64] J. HUANGFU, L. RAN, H. CHEN, X. M. ZHANG, K. CHEN, T. M. GRZEGORCZYK, and J. A. KONG. Experimental confirmation of negative refractive index of a metamaterial composed of omega-like metallic patterns. *Applied Physics Letters*, 84(9) :1537–1539, 2004.
- [65] Anthony Grbic and George V. Eleftheriades. Experimental verification of backward-wave radiation from a negative refractive index metamaterial. *J. Appl. Phys.*, 92(10) :5930–5935, November 2002.
- [66] Lei Liu, Christophe Caloz, Chin-Chang Chang, and Tatsuo Itoh. Forward coupling phenomena between artificial left-handed transmission lines. *J. Appl. Phys.*, 92(9) :5560–5565, November 2002.
- [67] C. Caloz and T. Itoh. Positive/negative refractive index anisotropic 2-D metamaterials. *Microwave and Wireless Components Letters, IEEE [see also IEEE Microwave and Guided Wave Letters]*, 13(12) :547–549, 2003.

- [68] C. Caloz and T. Itoh. Transmission line approach of left-handed (LH) materials and microstrip implementation of an artificial LH transmission line. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 52(5) :1159–1166, 2004.
- [69] C. Caloz and T. Itoh. Metamaterials for high-frequency electronics. *Proceedings of the IEEE*, 93(10) :1744–1752, 2005.
- [70] C. Caloz, A. Sanada, and T. Itoh. A novel composite right-/left-handed coupled-line directional coupler with arbitrary coupling level and broad bandwidth. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 52(3) :980–992, 2004.
- [71] A. Lai, C. Caloz, and T. Itoh. Composite right/left-handed transmission line metamaterials. *IEEE Microwave magazine*, pages 34–50, 2004.
- [72] M.A. Antoniadis and G.V. Eleftheriades. Compact linear lead/lag metamaterial phase shifters for broadband applications. *Antennas and Wireless Propagation Letters*, 2 :103–106, 2003.
- [73] M.A. Antoniadis and G.V. Eleftheriades. A broadband series power divider using zero-degree metamaterial phase-shifting lines. *Microwave and Wireless Components Letters, IEEE [see also IEEE Microwave and Guided Wave Letters]*, 15(11) :808–810, 2005.
- [74] Y. Horii, C. Caloz, and T. Itoh. Super-compact multilayered left-handed transmission line and diplexer application. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 53(4) :1527–1534, 2005.
- [75] Sungjoon Lim, C. Caloz, and T. Itoh. Metamaterial-based electronically controlled transmission-line structure as a novel leaky-wave antenna with tunable radiation angle and beamwidth. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 53(1) :161–173, 2005.
- [76] E. Peytavit. *Génération et propagation aux fréquences térahertz*. PhD thesis, Université des Sciences et Technologies de Lille, 2002.
- [77] L. Desplanque. *Caractérisation électro-optique de composants térahertz par échantillonnage Franz-Keldysh subpicoseconde*. PhD thesis, Université des Sciences et Technologies de Lille, 2003.
- [78] S. Adachi and K. Oe. Chemical etching characteristics of (001)GaAs. *Journal of the Electrochemical Society*, 130 :2427–2435, December 1983.
- [79] A.R. Clawson. Guide to references on III-V semiconductor chemical etching. *Materials Science and Engineering*, 31 :1–438, 2001.
- [80] J. F. Lampin, L. Desplanque, and F. Mollot. Detection of picosecond electrical pulses using the intrinsic Franz-Keldysh effect. *Appl. Phys. Lett.*, 78(26) :4103–4105, June 2001.
- [81] Ab millimetre. Technical report, www.abmillimetre.com.
- [82] D. H. Auston. Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon. *Appl. Phys. Lett.*, 26(3) :101–103, February 1975.
- [83] J. A. Valdmanis, G. Mourou, and C. W. Gabel. Picosecond electro-optic sampling system. *Appl. Phys. Lett.*, 41 :211, 1982.

- [84] D. H. Auston, A. M. Johnson, P. R. Smith, and J. C. Bean. Picosecond optoelectronic detection, sampling, and correlation measurements in amorphous semiconductors. *Appl. Phys. Lett.*, 37(4) :371–373, August 1980.
- [85] D. H. Auston and P. R. Smith. Generation and detection of millimeter waves by picosecond photoconductivity. *Appl. Phys. Lett.*, 43(7) :631–633, October 1983.
- [86] P. LeFur and D. H. Auston. A kilovolt picosecond optoelectronic switch and Pockel's cell. *Appl. Phys. Lett.*, 28(1) :21–23, January 1976.
- [87] H.-M. Heiliger, M. Nagel, H. G. Roskos, H. Kurz, F. Schnieder, W. Heinrich, R. Hey, and K. Ploog. Low-dispersion thin-film microstrip lines with cyclotene (benzocyclobutene) as dielectric medium. *Appl. Phys. Lett.*, 70(17) :2233–2235, April 1997.
- [88] L. Desplanque, J. F. Lampin, and F. Mollot. Generation and detection of terahertz pulses using post-process bonding of low-temperature-grown GaAs and AlGaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 84(12) :2049–2051, March 2004.
- [89] W. Franz. *Z. Naturforsch.*, 13 :484, 1958.
- [90] L. V. Keldysh. *Sov. Phys., JETP* 7 :788, 1958.
- [91] B. R. Bennet and R. A. Soref. Electrorefraction and electroabsorption in InP, GaAs, GaSb, InAs, and InSb. *IEEE J. Quantum Electron.*, 23 :2159, 1987.
- [92] T. E. Van Eck, L. M. Walpita, W. S. C. Chang, and H. H. Wieder. Franz-Keldysh electrorefraction and electroabsorption in bulk InP and GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 48(7) :451–453, February 1986.
- [93] D. E. Leaird and A. M. Weiner. Femtosecond optical packet generation by a direct space-to-time pulse shaper. *Optics Letters*, 24 :853–855, 1999.
- [94] D. E. Leaird and A. M. Weiner. Chirp control in the direct space-to-time pulse shaper. *Optics Letters*, 25 :850–852, 2000.
- [95] J. D. McKinney, D. E. Leaird, and A. M. Weiner. Millimeter-wave arbitrary waveform generation with a direct space-to-time pulse shaper. *Optics Letters*, 27 :1345–1347, 2002.
- [96] O.F. Siddiqui, M. Mojahedi, and G.V. Eleftheriades. Periodically loaded transmission line with effective negative refractive index and negative group velocity. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 51(10) :2619–2625, 2003.
- [97] J. B. PENDRY. Negative refraction makes a perfect lens. *Physical Review Letters*, 85(18) :3966–3969, 2000.
- [98] A. Grbic and G.V. Eleftheriades. Periodic analysis of a 2-D negative refractive index transmission line structure. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 51(10) :2604–2611, 2003.
- [99] C. Caloz and T. Itoh. Array factor approach of leaky-wave antennas and application to 1-D/2-D composite right/left-handed (CRLH) structures. *Microwave and Wireless Components Letters, IEEE [see also IEEE Microwave and Guided Wave Letters]*, 14(6) :274–276, 2004.



- [100] F. Hegeler, C. Grabowski, and E. Schamiloglu. Electron density measurements during microwave generation in a high power backward-wave oscillator. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 26 :275–281, 1998.
- [101] Y. Carmel, V. L. Granatstein, and A. Gover. Demonstration of a two-stage backward-wave-oscillator free-electron laser. *Phys. Rev. Lett.*, 51 :566–569, 1983.
- [102] G. Velu, K. Blary, L. Burgnies, J.C. Carru, E. Delos, A. Marteau, and D. Lippens. A 310° /3.6-dB k-band phaseshifter using paraelectric BST thin films. *Microwave and Wireless Components Letters, IEEE [see also IEEE Microwave and Guided Wave Letters]*, 16(2) :87–89, 2006.
- [103] J.-M. Duchamp, P. Ferrari, M. Fernandez, A. Jrad, X. Melique, Junwu Tao, S. Arscott, D. Lippens, and R.G. Harrison. Comparison of fully distributed and periodically loaded nonlinear transmission lines. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 51(4) :1105–1116, 2003.
- [104] T. Decoopman, T. Crépin, M. Perrin, S. Fasquel, A. Marteau, X. Mélique, E. Lheurette, O. Vanbésien, and D. Lippens. Left-handed propagation media via photonic crystals and metamaterials. *C. R. Physique* 6, 2005.
- [105] T. Crepin, J. F. Lampin, T. Decoopman, X. Melique, L. Desplanque, and D. Lippens. Experimental evidence of backward waves on terahertz left-handed transmission lines. *Appl. Phys. Lett.*, 87(10) :104105–3, September 2005.

