

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

Thibaut DECOOPMAN

MULTIPLICATEURS DE FREQUENCES ET  
METAMATERIAUX EN TECHNOLOGIE FINLINE

*soutenue le 29 octobre 2004*

P. Kennis  
O. Vanbésien  
D. Lippens  
D. Maystre  
S. Toutain  
G. Beaudin  
J. R. Mosig

Président  
Directeur de thèse  
Co-Directeur de thèse  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur



## Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué à l'*Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie* (IEMN), dirigé par M. A. Cappy, Professeur à l'*Université des Sciences et Technologies de Lille* (USTL). Je le remercie de m'avoir accueilli dans ce laboratoire.

Je remercie M. P. Kennis, professeur à l'USTL, qui me fait l'honneur de présider cette commission d'examen.

M. D. Lippens, professeur à l'USTL, dirige le groupe *Dispositifs Opto et Micro Electroniques Quantiques* (DOME) au sein du *Département Hyperfréquences et Semiconducteurs* (DHS) de l'IEMN. Je le remercie de m'avoir accueilli dans son équipe. Son dynamisme et son enthousiasme ont été pour moi une source de motivation. Ses qualités humaines et ses compétences scientifiques ont rendu ces années particulièrement enrichissantes. Je le remercie également pour la confiance qu'il m'a témoignée.

M. O. Vanbésien, professeur à l'USTL, a encadré mon travail de thèse. Je tiens à lui exprimer toute ma reconnaissance. Je le remercie pour sa disponibilité, ses compétences et ses conseils qui m'ont permis de mener à bien ce travail. L'amitié qu'il m'a témoignée a rendu cette période particulièrement agréable.

Je remercie M. D. Maystre, Directeur de Recherche à l'*Institut Fresnel*, et M. S. Toutain, Professeur à l'*Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes* d'avoir accepté de juger ce travail et d'en être les rapporteurs.

Je remercie également M. J. R. Mosig, Professeur à l'*Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne* et M. G. Beaudin, responsable du *Groupe Expérimental Micro Ondes* à l'*Observatoire de Paris-Meudon* de me faire l'honneur de participer à ce jury.

Mes remerciements s'adressent également à X. Mélique, Maître de Conférence à l'USTL. Ses compétences m'ont été précieuses notamment pour la réalisation technologique des dispositifs. Sa bonne humeur contribue à rendre le travail au sein de l'équipe très agréable.

Je tiens également à remercier E. Delos de la centrale de caractérisation et D. Vandermoere de la centrale de technologie pour l'aide qu'ils m'ont fournie lors des campagnes de mesures et des séances de montage des dispositifs. Merci à V. Gysembergh de m'avoir facilité les recherches bibliographiques.

Je tiens à remercier à nouveau G. Beaudin mais également B. Thomas pour m'avoir permis de réaliser la caractérisation des dispositifs à l'Observatoire de Paris-Meudon. Merci à Bertrand de m'avoir sacrifié un peu de son temps pendant la rédaction de sa thèse.

Je remercie D. Matheson, B. Alderman et G. Kergonou pour leur accueil au *Rutherford Appleton Laboratory*.

Je tiens également à m'adresser aux personnes que j'ai rencontrées au sein du groupe. Merci tout d'abord à Thibaut et Steve de m'avoir fait part de leurs connaissances en technologie. Merci également à Jérôme pour sa formation à HFSS ainsi qu'à Emilien pour les discussions scientifiques et son esprit critique. Je suis reconnaissant envers Tahsin d'avoir accompagné de sa bonne humeur les séances en salle de calcul. Bravo à Sophie pour son premier 6a en tête et pour avoir continué à partager mon bureau pendant la période de rédaction. Je lui adresse tous mes encouragements pour l'année à venir. Merci à Mathias pour ses éclairages sur les cristaux photoniques et les moments de détente musicale, à Thomas pour les solos de guitares ainsi qu'à Michel pour ses jeux de mots qui un jour peut être le rendront célèbre. Merci enfin à Aurélien d'avoir accompagné mes soirées parfois laborieuses et à Eric pour son humour et sa sympathie.

# TABLE DES MATIÈRES

<b>Introduction</b>	<b>3</b>
<b>I Multiplication de fréquences large bande en technologie finline : une source terahertz pour la radioastronomie</b>	<b>7</b>
<b>1 Génération de signal et applications en gamme terahertz</b>	<b>9</b>
1.1 Contexte et applications . . . . .	10
1.1.1 Pourquoi vouloir combler le gap terahertz ? . . . . .	10
1.1.2 Les sources optiques . . . . .	20
1.1.3 Les sources électroniques . . . . .	25
1.1.4 La multiplication de fréquences pour la radioastronomie . . . . .	28
1.2 La diode HBV . . . . .	31
1.2.1 Physique du composant . . . . .	32
1.2.2 Génération d'harmoniques . . . . .	38
1.3 Les dispositifs de multiplication . . . . .	40
1.3.1 Cellules de Archer . . . . .	40
1.3.2 Lignes de transmission non linéaires . . . . .	42
1.3.3 Multiplicateurs quasi-optiques . . . . .	45
1.4 Conclusion . . . . .	47

<b>2</b>	<b>Tripleur de fréquences large bande en plan E</b>	<b>49</b>
2.1	Choix de la technologie . . . . .	50
2.1.1	Problématique large bande . . . . .	50
2.1.2	Les circuits plan E . . . . .	54
2.1.3	Choix du support de propagation . . . . .	57
2.2	Conception des fonctions électromagnétiques . . . . .	61
2.2.1	Conversion de modes . . . . .	67
2.2.2	Filtrage fréquentiel et modes supérieurs . . . . .	72
2.2.3	Synthèse d'impédances . . . . .	74
2.3	Simulation des performances du tripleur . . . . .	80
2.3.1	Modélisation de la diode . . . . .	81
2.3.2	Equilibrage harmonique . . . . .	83
2.3.3	Simulations globales . . . . .	86
2.4	Réalisations et caractérisations . . . . .	90
2.4.1	Technologie des circuits . . . . .	90
2.4.2	Prototype basse fréquence . . . . .	94
2.4.3	Prototype du tripleur en bande R . . . . .	97
2.5	Conclusion . . . . .	109
<b>II</b>	<b>Métamatériaux main-gauche et leurs applications</b>	<b>111</b>
<b>3</b>	<b>Matériaux artificiels périodiques</b>	<b>113</b>
3.1	Propriétés main-g. dans les matériaux artificiels périodiques . . .	114
3.2	Réfraction négative dans les cristaux photoniques . . . . .	116
3.3	Métamatériaux à permittivité et perméabilité négatives . . . . .	121
3.3.1	Réseaux de fils . . . . .	121
3.3.2	Résonateurs à activité magnétique . . . . .	130
3.3.3	Réseaux doublement négatifs . . . . .	140
3.4	Conclusion . . . . .	148

---

<b>4 Lignes de propagation main-gauche et applications</b>	<b>151</b>
4.1 Lignes de transmission main-g. : principes et réalisations . . . . .	152
4.1.1 La ligne duale . . . . .	152
4.1.2 La ligne chargée . . . . .	156
4.2 Structures plaquées . . . . .	161
4.2.1 Lignes unidimensionnelles . . . . .	161
4.2.2 Lignes bidimensionnelles . . . . .	170
4.3 Structures en guide d'onde . . . . .	178
4.4 Rétropropagation en finline . . . . .	185
4.4.1 Cellule unitaire . . . . .	186
4.4.2 Diagramme de dispersion . . . . .	191
4.4.3 Simulation de la ligne de transmission . . . . .	194
4.4.4 Réalisation et caractérisation du prototype . . . . .	200
4.5 Conclusion . . . . .	205
 <b>Conclusion</b>	 <b>209</b>
 <b>Bibliographie</b>	 <b>213</b>









Nous présentons dans ce manuscrit les travaux de thèse que nous avons réalisés dans le contexte des sources terahertz et des milieux artificiels périodiques. Ils concernent d'une part la réalisation d'un tripleur de fréquences millimétrique large bande et d'autre part l'étude des métamatériaux main-gauche et de leurs applications en hyperfréquences. Ces deux thématiques constituent les deux parties du manuscrit.

Le premier thème s'inscrit dans le cadre d'applications scientifiques spatiales. Il concerne la conception de récepteurs hétérodynes embarqués. Grâce aux multiplicateurs de fréquences notamment, leur réalisation est possible jusqu'en gamme terahertz. L'étude de cette partie du spectre électromagnétique permet d'obtenir des informations spectroscopiques sur la composition des galaxies et des planètes.

Le second thème est relatif aux métamatériaux. Il s'agit de structures artificielles métalliques et/ou diélectriques composites dont les propriétés électromagnétiques dépassent celles des matériaux constitutifs. L'intérêt des dispositifs basés sur cette nouvelle approche est de proposer des fonctionnalités originales, que ce soit en gamme microonde ou en optique.

Ces deux domaines d'activité se rejoignent dans le cadre de nos travaux par l'intermédiaire du traitement électromagnétique des structures, qui permet le contrôle de leurs propriétés de dispersion.

Nous présentons dans le premier chapitre les principales applications des ondes terahertz dans différents domaines, ainsi que les approches utilisées pour la génération de signaux à ces fréquences. Dans le contexte d'équipements spa-

tiaux dans lequel s'est déroulé ce travail, les multiplicateurs de fréquences permettent d'obtenir des niveaux de puissances acceptables à partir de sources à l'état solide compactes et pour cette raison ils constituent l'approche la plus utilisée pour cette application. Les diodes *Heterostructure Barrier Varactor*, dont nous détaillons le principe physique, les caractéristiques électriques et le principe de fonctionnement en multiplicateur de fréquences dans ce premier chapitre, sont des composants prometteurs pour cette application. Les dispositifs de multiplication à base de ces diodes sont également détaillés afin de présenter les différentes approches utilisées pour la conversion de fréquences.

Le second chapitre présente la conception, la réalisation et la caractérisation d'un tripleur de fréquences fonctionnant à  $3 \times 100$  GHz. L'objectif est d'obtenir un système de multiplication de fréquences capable de fonctionner sur une large bande (30 %). Nous détaillons les raisons du choix de la technologie en plan E ainsi que les différentes étapes de conception. La simulation globale du dispositif nous permet de prévoir les performances du tripleur. Nous détaillons également la réalisation technologique du dispositif ainsi que sa caractérisation en régime grand signal.

Dans le but d'envisager d'autres solutions pour la conception de circuits et en particulier pour l'adaptation d'impédances, nous avons abordé le thème des métamatériaux. Une forte dynamique de recherche s'est développée au cours des dernières années sur ce sujet, en raison des propriétés électromagnétiques qu'ils peuvent présenter : La structuration périodique sous longueur d'onde de ces milieux permet de créer des matériaux artificiels présentant des valeurs de permittivité et de perméabilité effectives négatives. Nous présentons dans le troisième chapitre de manière théorique ces milieux ainsi que les applications associées. Différentes structures sont étudiées par l'intermédiaire de simulations électromagnétiques.

Dans le quatrième chapitre, nous nous intéressons plus spécifiquement aux applications de ces métamatériaux en hyperfréquences. L'approche est facilitée par la théorie des circuits appliquée à des structures planaires ou en guide d'onde. Les lignes de transmission chargées, dont nous présentons l'étude théorique, sont à la base des développements dans cette gamme de fréquences. Leur exploitation sur des structures 1D ou 2D permet le développement de circuits originaux et la mise en évidence de certaines propriétés des milieux à permittivité et perméabilité négatives. Dans ce cadre, nous présentons la conception d'une ligne de transmission *main-gauche* en technologie plan E. Les différentes

étapes de conception et les outils utilisés sont détaillés ainsi que la mise en évidence numérique des propriétés main-gauche de la structure.



Première partie

Multiplication de  
fréquences large bande en  
technologie finline : une  
source terahertz pour la  
radioastronomie





# CHAPITRE 1

## Génération de signal et applications en gamme terahertz

*Ce premier chapitre débute en présentant la gamme terahertz du spectre électromagnétique. Les difficultés technologiques à surmonter pour la génération de signaux à ces fréquences sont à l'origine de ce qui a été appelé le gap terahertz. Afin d'expliquer les motivations qui poussent à combler ce vide, diverses applications propres à cette gamme de fréquences sont présentées.*

*Puis une analyse des sources existantes susceptibles de générer un signal terahertz nous permet de comprendre en quoi la multiplication de fréquences est la solution la plus appropriée à l'heure actuelle pour les applications spatiales embarquées.*

*Nous présentons ensuite la diode HBV (Heterostructure Barrier Varactor), un composant semiconducteur particulièrement efficace pour la réalisation de tripleurs ou de quintupleurs de fréquences, à la base du dispositif que nous avons réalisé. Dans ce contexte, pour introduire le choix que nous avons fait d'une technologie finline pour la réalisation d'un tripleur large bande, différentes structures de multiplication intégrant ce type de diodes seront détaillées.*

## 1.1 Contexte et applications

### 1.1.1 Pourquoi vouloir combler le gap terahertz ?

La gamme terahertz du spectre électromagnétique rassemble les longueurs d'onde comprises entre l'infrarouge moyen et les microondes. On qualifie généralement de terahertz un signal dont la fréquence est comprise entre 100 GHz et 10 THz.

Du point de vue électronique, il est difficile de concevoir des dispositifs dont la fréquence de fonctionnement dépasse quelques centaines de gigahertz. La solution la plus utilisée est d'avoir recours à la multiplication de fréquence. La problématique de cette approche porte alors sur la nécessité de réaliser des zones actives dans lesquelles le temps de déplacement doit être extrêmement réduit.

Du point de vue optique, les lasers interbandes constituent d'excellentes sources dans le visible et le proche infrarouge. Leur fonctionnement est basé sur la recombinaison radiative entre électrons en bande de conduction et trous en bande de valence d'un matériau semiconducteur. Ce principe ne peut pas être simplement transposé en infrarouge moyen ou lointain puisqu'il n'existe pas de semiconducteur dont l'énergie de transition optique soit adaptée. Les recherches récentes sur le sujet tirent profit des structures à cascade quantique dans lesquelles les transitions inter sous-bandes ou inter mini-bandes permettent de générer des signaux dans le moyen infrarouge.

Ces difficultés technologiques associées à un manque d'intérêt commercial ont limité le développement des systèmes terahertz, alors que cette partie du spectre électromagnétique suscite l'intérêt des scientifiques depuis le début du XX<sup>e</sup> siècle [1].

Ainsi, au cours des trente dernières années, les techniques de détection hétérodyne ont rendu possible la spectroscopie dans cette gamme de fréquence [2]. En effet, aucune autre partie du spectre électromagnétique n'est aussi riche en informations sur la composition des espèces chimiques. Les chimistes, radioastronomes et planétologues ont pu mesurer et cartographier les émissions thermiques d'un grand nombre de molécules et les sciences spatiales ont réellement contribué à développer la technologie terahertz.

Aujourd'hui, d'autres applications émergent et touchent notamment la biologie. Elles permettent la caractérisation et la détection des molécules, sur la base des techniques de spectroscopie, et ouvrent également de nouvelles perspectives en imagerie médicale. Dans le domaine des télécommunications, les fréquences terahertz permettent d'envisager des débits d'information très élevés

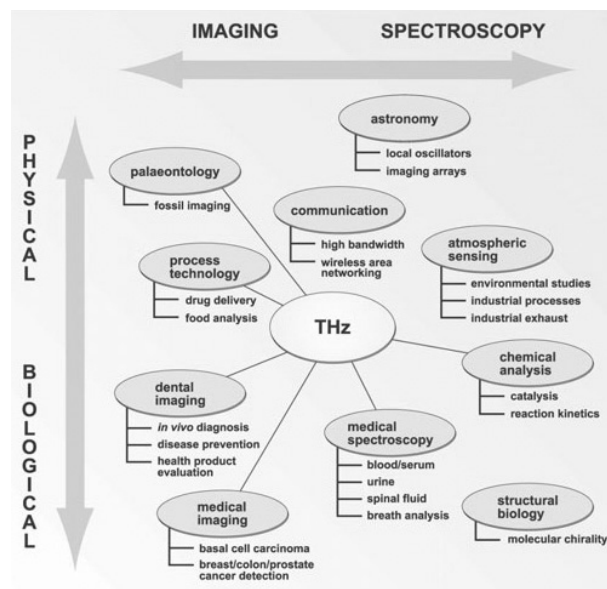


FIG. 1.1 – Applications des fréquences terahertz, d'après A. G. Davies [3].

et une miniaturisation poussée des dispositifs. La figure 1.1 résume par thème l'ensemble de ces applications que nous nous proposons de développer brièvement sur quelques exemples dans les paragraphes suivants.

### Pour la radioastronomie et la planétologie

La bande submillimétrique qui regroupe les longueurs d'onde comprises entre  $100 \mu\text{m}$  (3 THz) et 1 mm (300 GHz) est déterminante pour la radioastronomie. Elle contient des informations spectrales sur le fond cosmique, sur la composition des galaxies ou encore sur les étapes de la vie d'une étoile. T. G. Phillips et J. Keene décrivent avec précision les aspects physiques et chimiques associés à ces études dans la référence [4]. La signature d'un nuage interstellaire par exemple, qui s'étend de 200 GHz à 3 THz, fournit une grande quantité d'informations sur l'étoile à proximité. L'analyse quantitative de ses composés permet d'estimer la maturité de l'astre dont il est à l'origine.

Typiquement, les espèces en plus grande quantité dans le cosmos sont l'hydrogène, l'hélium, l'oxygène et le carbone. La détection peut se porter sur la molécule ou sur un composé, neutre ou ionisé. Les transitions radiatives entre états électroniques sont également exploitées. Pour l'eau par exemple, les transitions les plus marquées apparaissent à 557 GHz, 752 GHz et 1113 GHz. Pour

le carbone, elles se situent à 492 GHz, 809 GHz et 1901 GHz.

Les techniques de détection, pour l'étude de notre galaxie et des galaxies proches, sont pour la plupart hétérodynes et le système de détection global doit fournir une bande de fréquences instantanée très large de manière à permettre une caractérisation précise sur plusieurs raies. Une autre contrainte sur les équipements concerne leur masse et leur encombrement. L'eau rend l'atmosphère terrestre très opaque au dessus de 300 GHz et bien que deux fenêtres submillimétriques subsistent autour de 650 et 850 GHz, il est souvent nécessaire d'embarquer les systèmes d'observation radioastronomique à bord d'avions, de satellites ou de sondes. Nous présentons ici quelques exemples de ce type d'instruments.

- Le *Kuiper Airborne Observatory* (KAO) de la (*National Space and Aeronautics Administration*) (NASA) aux Etats-Unis réalise des mesures jusqu'à  $100\ \mu\text{m}$  (3 THz) à une altitude de 12000 m [4].
- Le satellite (*Cosmic Background Explorer*) (COBE) équipé du spectromètre basse résolution *Far Infrared Absolute Spectrophotometer* (FIRAS) a caractérisé le fond cosmique de  $18\ \mu\text{m}$  à 1,5 mm (200 GHz - 17 THz) [5].
- L'observatoire spatial HERSCHEL de l'*European Space Agency* (ESA), dont le lancement est prévu pour 2007, est destiné à l'étude de la formation des galaxies au début de l'Univers. Il s'intéressera également à la physicochimie du milieu interstellaire et à l'observation de la composition chimique des atmosphères et des surfaces des comètes, planètes et satellites du système solaire. Ses instruments *Heterodyne Instrument for the Far Infrared* (HIFI), *Photodetector Array Camera and Spectrometer* (PACS) et *Spectral and Photometric Imaging Receiver* (SPIRE) couvriront l'infrarouge lointain et le submillimétrique, de  $60\ \mu\text{m}$  à  $670\ \mu\text{m}$  (450 GHz - 5 THz).
- En ce qui concerne la planétologie, la sonde MARS EXPRESS de l'ESA a été placée en orbite autour de la planète rouge et procède à son analyse depuis décembre 2003 [6]. L'*Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité* (OMEGA) dont elle est équipée va dresser une carte de la composition minérale de la surface martienne. Par réflectométrie dans la gamme des longueurs d'onde comprises entre 0,5 et 5,2 mm (57 GHz - 600 GHz), elle va déterminer la teneur en fer et en eau des roches. Le rayonnement émis va traverser l'atmosphère martienne permettra l'étude de sa composition. Le *Planetary Fourier Spectrometer* (PFS) qui équipe également MARS EXPRESS va plus spécifiquement s'intéresser à l'atmosphère martienne et à ses interactions avec la surface par des méthodes

d'interférométrie dans la gamme comprise entre  $1,2 \mu\text{m}$  et  $45 \mu\text{m}$  (6,6 THz - 250 THz).

- Enfin, la sonde ROSETTA de l'ESA va étudier la comète *67P/Churyumov-Gerasimenko* qui passe dans le système solaire tous les six ans et demi. Parmi les onze instruments qui l'équipent, le *Microwave Instrument for the Rosetta Orbiter* (MIRO) avec ses 2 canaux à 190 GHz et 560 GHz va caractériser le noyau de la comète sur quelques centimètres et étudier les processus de sublimation en surface ainsi que la formation de la coma interne. Le satellite a été lancé en mars 2004.

### Pour la biologie

L'étude des séquences génétiques est une des applications des fréquences terahertz en biologie. Leur identification rapide est un enjeu majeur dans le domaine, que ce soit pour réaliser des diagnostics très amonts, pour la détection de signatures spécifiques de virus ou de bactéries ou bien encore pour l'analyse du messager *acide ribonucléique* (ARN).

Dans ce cadre, lors de l'identification d'une séquence d'*acide désoxyribonucléique* (ADN), l'échantillon à tester est tout d'abord dénaturé, c'est à dire que les deux brins de la molécule sont séparés. Ensuite il est placé sur une séquence de bases complémentaire de celle recherchée. L'hybridation, c'est à dire l'assemblage de deux brins complémentaires, se produit alors avec les séquences recherchées et les techniques de marquage fluorescent permettent de réaliser une mesure quantitative de la séquence cible. Cependant, ce processus est long, coûteux et peut affecter la conformation de l'ADN et mener à des résultats erronés [7]. Aussi les méthodes les plus récentes cherchent à s'affranchir du marquage et à se limiter à la dénaturation.

M. Brucherseifer [8] a démontré que l'indice de réfraction de l'ADN hybridé (ADN-H) était de l'ordre de 1,15 autour de 1,5 THz alors qu'il reste proche de l'unité pour l'ADN dénaturé (ADN-D). M. Nagel a mis en évidence la variation de permittivité relative induite par l'ADN-H en mesurant la fréquence de résonance d'un filtre passe-bande microstrip (FIG. 1.2) sur lequel la molécule était déposée [9]. Le filtre voit sa résonance se décaler de 0,55 THz à 0,475 THz lorsqu'on remplace l'ADN-D par l'ADN-H.

Outre la variation d'indice, des études théoriques sur l'interaction des ondes électromagnétiques avec l'ADN ont prédit des résonances intrinsèques de la molécule dans la gamme terahertz [10]. Les quatre nucléobases constitutives de l'ADN, l'adénine (A), la thymine (T), la cytosine (C) et la guanine (G) ont pu être caractérisées par B. Fischer par spectroscopie dans le domaine temporel

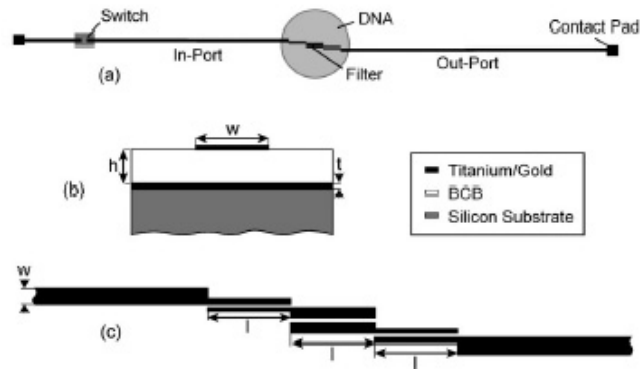


FIG. 1.2 – Schéma de principe du filtre sur lequel sont placées les molécules d'ADN à analyser (a). Vue en coupe de la structure de propagation (b) et détail du filtre (c).  $w=16 \mu\text{m}$  et  $l=85 \mu\text{m}$  [9].

(THz-TDS, FIG. 1.3). L'auteur a mis en évidence des pics d'absorption propres à chaque base dans la bande comprise entre 0,5 et 4 THz [11]. Il les a attribués à des modes de vibration intermoléculaire déterminés par les liaisons hydrogènes. Ces liaisons constituent et stabilisent la structure des biomolécules telles que l'ADN et les protéines et pour cela leur étude est primordiale. Cette seconde approche ouvre la voie à un nouveau type d'analyse en permettant d'accroître l'efficacité et surtout la spécificité de la détection.

Un autre axe d'étude dans le domaine de la biologie concerne l'interaction entre radiations terahertz et molécules ou tissus biologiques. Jusqu'à 6 THz, les phénomènes mis en jeu peuvent se comprendre comme une interaction classique entre une onde électromagnétique et un milieu caractérisé par des valeurs de conductivité et de permittivité, puisque c'est le champ électrique principalement qui est à l'origine des phénomènes. Au delà, l'énergie des photons est de l'ordre de  $10^{-23}$  à  $10^{-22}$  J ( $10^{-5}$  à  $10^{-4}$  eV) et tombe dans la gamme des valeurs associées aux changements de niveaux d'excitation des molécules [12]. Il est alors nécessaire de connaître ces états d'énergie et cela doit se faire dans le cadre de la mécanique quantique.

Pour une molécule diatomique simple la variation d'énergie entre deux états bas vibratoires est de  $1,6 \cdot 10^{-20}$  J, ce qui correspond à une fréquence de 24,2 THz [13]. La différence d'énergie entre les niveaux supérieurs se resserre puisqu'ils tendent vers un continuum, donc les longueurs d'onde associées aux transitions vont se situer dans la gamme terahertz. Les protéines par exemple sont

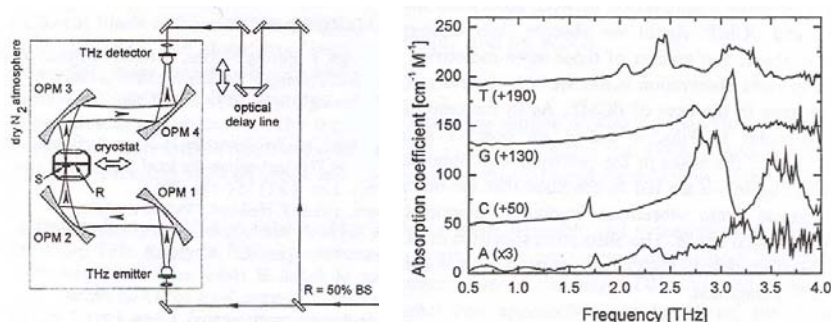


FIG. 1.3 – Schéma de principe du spectroscope THz-TDS (OPM : off-axis paraboloidal mirror, BS : beam separator) et coefficients d'absorption des quatre nucléobases A, C, G et T à 10 K dans la gamme 0,5 - 4 THz [11].

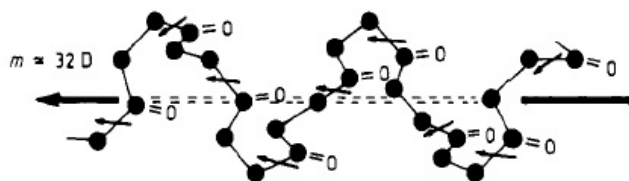


FIG. 1.4 – Arrangement des moments dipolaires pour la structure classique en hélice  $\alpha$  d'une protéine [14].

constituées de chaînes d'acides aminés, dont la structure est fortement dipolaire. Ces chaînes sont des polypeptides et comportent des liaisons Carbone - Oxygène à l'origine d'un moment dipolaire permanent. Une protéine, dont la taille est de l'ordre de quelques nanomètres, prend donc la forme d'un ensemble de vecteurs dipolaires connectés entre eux (FIG. 1.4). Cependant, le moment dipolaire observé en gamme terahertz correspond à celui d'un très petit nombre de charges séparées d'une distance de l'ordre du diamètre moléculaire, suggérant que les différents vecteurs dipolaires s'annulent [14]. En réalité, dans cette gamme de fréquences, les protéines sont incapables de se réorienter par rotation. La valeur de permittivité est fixée par les modes de vibration collectifs et la polarisation atomique et électronique. L'analyse prend alors tout son intérêt pour les biologistes puisque ces modes de vibration sont riches en informations sur les états de conformation de la molécule.

Markelz a réalisé cette étude notamment sur une protéine sanguine de transport, la *Bovine Serum Albumin* (BSA), et mis en évidence une absorption large bande de 0,1 à 2 THz [15]. Les résultats obtenus suggèrent une forte densité

de modes vibratoires dans cette gamme de fréquences et la possibilité d'exciter un mode particulier en modifiant la conformation de la molécule. Ce travail confirme la possibilité d'utiliser cette technique pour observer directement la dynamique des molécules biologiques [13].

Un dernier aspect des études menées en biologie, largement relié à l'imagerie terahertz, concerne la caractérisation des tissus vivants. L'objectif est de les différencier selon leur état ou leur type. La progression des radiations terahertz à travers les tissus est d'autant plus limitée que leur teneur en eau est importante. Le principe d'analyse est de mesurer leur degré d'hydratation pour en déduire leur niveau de dégradation.

- D. M. Mittleman présente des résultats obtenus sur de la peau brûlée dans la référence [16]. Il montre comment l'analyse des propriétés optiques terahertz déduites de mesures en réflexion permet de déterminer la profondeur sur laquelle la peau est atteinte.
- Sur le même principe, R. M. Woodward a pu déterminer l'étalement d'un cancer de la peau par Imagerie Terahertz Pulsée (ITP) [17]. L'analyse concerne à la fois la surface de la peau et les premières couches épidermiques. Les résultats sont obtenus en quelques minutes pour une surface de 25 mm × 25 mm, ce qui permet d'envisager la méthode comme un outil clinique viable.
- Enfin D. D. Arnone présente dans la référence [18] des résultats d'ITP sur des tissus de différentes natures : les muscles, la graisse et les os n'ont pas la même signature. Ces résultats encourageants suggèrent qu'ils ont des caractéristiques distinctes et que leur réponse à un pulse terahertz pourra servir d'empreinte pour les identifier.

A titre prospectif, on peut mentionner que les dimensions d'un grand nombre de cellules biologiques sont de l'ordre de la longueur d'onde des radiations terahertz. Les propriétés électromagnétiques des cellules sont principalement déterminées par leur membrane, constituée généralement de deux couches de chaînes de lipides [14]. Ainsi un amas cellulaire peut s'apparenter à une structure quasi-périodique pour le rayonnement terahertz incident. On peut imaginer que cette structuration à l'échelle de la longueur d'onde soit à l'origine de comportements fréquentiels qui restent encore à étudier [13].

### **Pour le développement d'un nouvel outil : l'imagerie terahertz**

L'imagerie terahertz est probablement l'application la plus spectaculaire, ce qui explique certainement l'engouement dont elle fait l'objet. Bien que cette



technique ait été initiée il y a une dizaine d'années seulement par B. B. Hu et M. C. Nuss [19], des sociétés comme *Teraview*, lancée par *Toshiba Research Europe* en Grande-Bretagne commercialisent déjà des imageurs terahertz.

Le principe est de réaliser une spectroscopie dans le domaine temporel de l'échantillon à analyser. L'imageur est principalement constitué d'une source et d'un récepteur, comme pour la spectroscopie mais avec cependant la possibilité de réaliser un balayage spatial.

- Le signal terahertz utilisé est un signal transitoire produit dans un photoconducteur ou un cristal non linéaire éclairé dans les deux cas par un laser femtoseconde (typiquement un laser Titane-Saphir). La durée du pulse produit par le laser est de l'ordre de 100 fs, et son spectre s'étale autour de 800 nm. Le photoconducteur va détecter le terme de battement entre les fréquences contenues par le pulse pour générer un signal terahertz tandis que dans le cas de l'utilisation d'un cristal, l'onde électromagnétique est générée par non-linéarité.
- Pour la détection, les dispositifs exploitent dans la plupart des cas l'effet Pockels, c'est à dire la modification de l'indice optique d'un matériau soumis à un champ électromagnétique microonde ou terahertz. Notons que le générateur et le détecteur sont placés en cohérence de phase de manière à réaliser des mesures vectorielles. Le principe de fonctionnement est le même que pour le THz-TDS présenté précédemment (FIG. 1.3).

Les ondes terahertz ont l'avantage de véhiculer des photons de basse énergie (4 meV à 1 THz, soit six ordres de grandeurs de moins que pour les rayons X), ce sont des rayons non ionisants qui ne sont pas destructifs, notamment des tissus biologiques. L'imagerie terahertz délivre non seulement des images d'intensité mais également des informations spectroscopiques inaccessibles dans d'autres parties du spectre électromagnétique, même en optique ou par résonance magnétique. De plus les ondes terahertz pénètrent la plupart des matériaux diélectriques, opaques à la lumière et de faible contraste aux rayons X. Par conséquent l'imagerie terahertz se révèle être un outil particulièrement complémentaire des technologies actuelles [20].

Elle peut être utilisée dans de nombreux domaines. Les propriétés de transmission des ondes terahertz à travers les diélectriques peuvent être utilisées pour le contrôle non destructif. La société *Teraview* propose par exemple la vérification des contacts électriques des circuits imprimés encapsulés par un imageur terahertz [21]. Les différentes couches du circuit sont inspectées en analysant le signal terahertz reçu pour différents temps de propagation. Dans le domaine de la sécurité, la détection d'objets enfouis ou cachés par imagerie terahertz

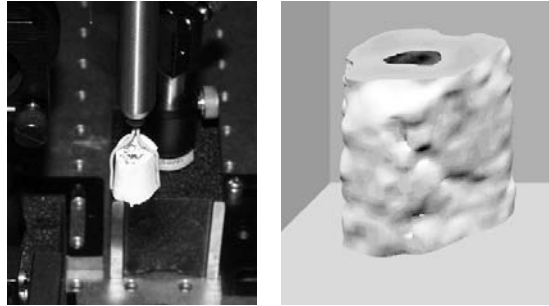


FIG. 1.5 – Section d'un fémur de *méléagis gallopavo*. Image optique (à gauche) et image reconstruite en tomographie terahertz (à droite) [22].

ne se limite plus aux métaux. De plus les informations spectroscopiques accessibles dans cette gamme de fréquences permettent d'identifier la composition chimique des objets, ce qui peut être particulièrement utile pour détecter des produits dangereux ou des explosifs. Mais l'application qui suscite le plus d'intérêt dans la communauté scientifique est sans conteste la tomographie terahertz.

La tomographie terahertz est une technique d'imagerie qui permet la reconstruction tri-dimensionnelle (3D) du profil d'indice d'objets faiblement réfléchissants. A partir des images obtenues pour différents angles d'incidence, un algorithme de reconstruction permet d'obtenir les propriétés 3D de l'objet en fonction de la fréquence (FIG. 1.5) [22]. Cette technique intéresse tout particulièrement la médecine puisqu'elle délivre une image des tissus en profondeur. Au delà de la simple fonction d'imageur 3D elle permet également de mettre en évidence la différence de nature entre les tissus observés. A titre d'exemple, en médecine dentaire elle peut mettre en évidence des caries ou bien encore l'érosion de l'émail en surface. En cancérologie cette méthode constitue un outil pré-opératoire de diagnostic des tissus infectés [21]. La tomographie terahertz permet dans ce cas une définition précise et tri-dimensionnelle des tissus à traiter.

D'une manière générale, l'imagerie terahertz n'est qu'au début de son développement et doit faire face à un certain nombre de difficultés pour s'affirmer [20].

- Dans le cas de l'analyse des tissus, le coefficient d'absorption élevé de l'eau à ces fréquences limite pour l'instant la profondeur d'analyse.
- Le niveau de puissance des sources terahertz (de l'ordre de 0,1 mW en

valeur moyenne) est encore trop faible pour les systèmes de détection en temps réel. Bien que les systèmes de spectroscopie terahertz peuvent fournir des rapports signal à bruit élevés (jusqu'à  $10^6$ ), ils sont encore insuffisants puisque les contraintes sur la vitesse d'acquisition de l'image ou l'absorption des tissus biologiques dégradent fortement cette performance.

- Concernant la reconstruction d'image, les algorithmes utilisés jusqu'à présent ne décrivent pas complètement l'interaction du rayonnement terahertz avec les structures complexes et ils devront être améliorés pour pouvoir traiter des objets fortement diffractifs.
- Il est également nécessaire de constituer une base de données spectrale des tissus biologiques et des molécules à analyser, dont la signature est encore inconnue dans cette gamme de fréquences, pour pouvoir utiliser l'imagerie terahertz comme moyen d'identification.
- Une dernière limitation concerne la résolution spatiale. Elle est limitée par la longueur d'onde des radiations utilisées (0,3 mm à 1 THz) et peut s'avérer insuffisante pour certaines applications comme l'observation des structures cellulaires.

L'imagerie en champ proche permet cependant de contourner le problème en repoussant les limitations intrinsèques aux longueurs d'onde utilisées. La résolution peut être réduite à quelques microns pour des radiations comprises entre 250  $\mu\text{m}$  et 1500  $\mu\text{m}$  [23]. Cette imagerie haute résolution est accessible si les composantes évanescentes du champ électromagnétique réfléchies par l'objet sont détectées. Ces ondes évanescentes existent à proximité de l'objet et décroissent exponentiellement lorsqu'on s'en éloigne. Leur détection est réalisée au moyen d'une sonde présentant une ouverture : Les champs à proximité de l'ouverture déterminent les ondes qui pourront se coupler à l'intérieur de la sonde. La résolution est alors limitée par la taille de l'ouverture et non plus par la longueur d'onde.

La sonde est donc l'élément critique de l'imageur. Généralement, elle est constituée d'une ouverture carrée de quelques microns de côté (typiquement  $d=5$   $\mu\text{m}$  à 50  $\mu\text{m}$ ) dans un plan métallique (FIG. 1.6). Les champs évanescents à l'intérieur de la sonde sont captés par une antenne dipole située à une distance  $L$  de l'ouverture et contenue dans un substrat de GaAs épitaxié à basse température. Les propriétés photoconductrices du substrat permettent de fenêtrer temporellement le courant dans l'antenne par un pulse optique, qui sert également à générer le signal terahertz. Le substrat ressort légèrement de l'ouverture de manière à améliorer le couplage dans la sonde. L'utilisation d'un substrat de saphir ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) permet d'éclairer l'antenne par la face arrière du dispositif. Le champ électrique qui existe au delà de l'ouverture peut être divisé en modes

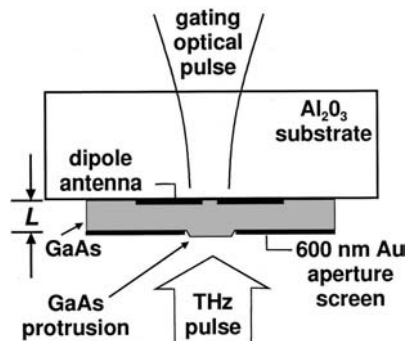


FIG. 1.6 – Schéma d'une sonde utilisée pour l'imagerie terahertz en champ proche (vue en coupe). Le rayonnement terahertz est capté par l'antenne à travers l'ouverture carré dans le plan métallique [23].

longitudinaux évanescents et propagatifs. Afin de maximiser les performances en résolution, il est nécessaire de détecter ces deux contributions, ce qui est réalisé pour  $d < L/2$  [24]. J. B. Federici a pu obtenir une résolution de  $7 \mu\text{m}$  avec une sonde de ce type de  $5 \mu\text{m}$  de côté, ce qui correspond environ à  $\lambda/50$  pour le signal terahertz utilisé.

Si cette résolution est encore insuffisante pour imager la plupart des cellules biologiques, elle permet déjà de traiter des sections minces de tissus. En effet, pour conserver les performances en résolution spatiale l'observation doit se limiter à des épaisseurs de l'ordre de  $10 \mu\text{m}$ . Les résolutions actuelles ne permettent pas encore de distinguer individuellement les biomolécules. Cependant, par rapport aux méthodes de champ lointain, la richesse apportée par l'imagerie en champ proche permet une analyse plus fine de leurs interactions avec le rayonnement terahertz [23].

### 1.1.2 Les sources optiques

Pour les applications relatives à l'imagerie que nous venons de présenter, la spectroscopie terahertz dans le domaine temporel utilise des sources pulsées d'origine optique. Dans la plupart des cas, les études menées sur les lasers fonctionnant aux plus petites longueurs d'onde ont servi de base à la recherche d'un certain nombre de solutions adaptées à la gamme terahertz. Que ce soit les lasers à cascade quantique, les lasers silicium dopés ou les photomélanges, ces dispositifs ont été développés par des chercheurs principalement issus de la

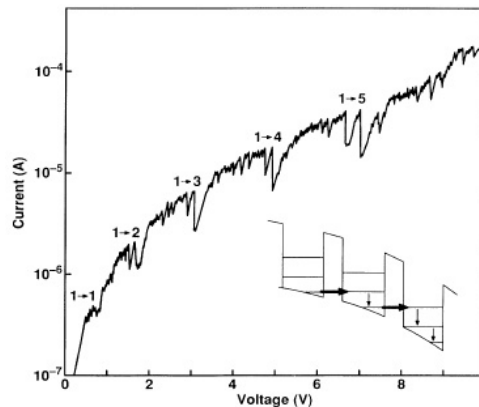


FIG. 1.7 – Caractéristique courant-tension d'un superréseau à processus tunnel résonnant, à 4,2 K. Les résistances différentielles négatives très abruptes correspondent à des ruptures de résonance. Les résonances ont lieu entre le niveau fondamental d'un puits et un niveau excité dans un puits adjacent. Les nombres indiquent les processus tunnels correspondants. En insert : Schéma de la bande de conduction de la structure avec les chemins de relaxation et d'effet tunnel. Le superréseau est constitué de puits de GaAs de  $350 \text{ \AA}$  séparés par des barrières d' $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  de  $100 \text{ \AA}$ . Les énergies des trois premières sous-bandes sont  $E_1 = 3,8 \text{ meV}$ ,  $E_2 = 15,2 \text{ meV}$ ,  $E_3 = 34,1 \text{ meV}$  [25].

communauté optique. Tout naturellement donc, nous avons choisi de rassembler l'ensemble de ces sources terahertz sous le thème de l'optique.

### Lasers à cascade quantique

Les lasers à cascade quantique sont des lasers à semiconducteurs qui exploitent les transitions entre les sous-bandes d'une hétérostructure à multipuits quantiques. La première observation expérimentale de ce type d'émission a pu être réalisée par M. Helm en 1989 dans un superréseau grâce à un processus tunnel résonnant [25]. Le principe de ce type de structure consiste tout d'abord à placer les électrons sur le premier état excité du premier puits. Lorsqu'ils relaxent, ils émettent des photons puis passent par effet tunnel sur un état excité du puits voisin (FIG. 1.7). Le faible écart d'énergie entre les sous-bandes permet d'obtenir des transitions optiques en infrarouge lointain et la mise en cascade des différents puits permet d'augmenter fortement le gain de la structure.

Le premier laser à cascade quantique en infrarouge moyen a pu être démontré en 1994 par J. Faist [26]. Cependant ce n'est que très récemment que les longueurs d'onde terahertz ont pu être atteintes (4,4 THz en 2002 [27] et 3,4 THz en 2003 [28]). Deux difficultés majeures ont dû être contournées.

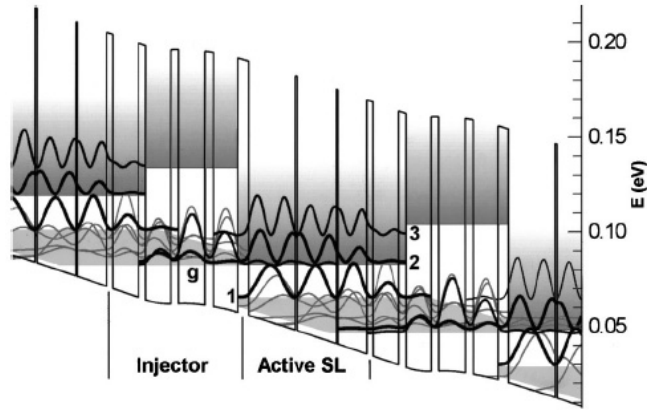


FIG. 1.8 – Bande de conduction de la structure unitaire du laser Thz. Les zones d'injection alternent avec les zones actives. les épaisseurs des couches en nanomètres, de gauche à droite à partir de la barrière d'injection sont les suivantes : *4,3* / 18,8 / *0,8* / 15,8 / *0,6* / 11,7 / *2,5* / 10,3 / *2,9* / 10,2 / *3,0* / 10,8 / *3,3* / 9,9. La zone active est en italique, les couches en caractères gras sont en  $\text{Al}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ , les autres en GaAs. L'injecteur permet d'aligner le niveau fondamental et le premier niveau excité de la zone active adjacente. Les courbes représentent le module au carré des fonctions d'onde. La transition optique se produit entre les états 2 et 1 [30].

- La première concerne la difficulté de maintenir l'inversion de population entre les minibandes qui apparaissent lorsque les puits sont couplés puisque l'écart d'énergie est de plus en plus réduit lorsqu'on descend en gamme terahertz (de l'ordre de la dizaine de meV).
- La seconde est relative aux structures de propagation. Les guides d'onde optiques ne peuvent plus être utilisés pour ces longueurs d'onde en raison de l'augmentation des pertes par absorption et des dimensions trop importantes des guides diélectriques alors nécessaires.

Alors que les recherches sur les lasers à cascade quantique se focalisaient principalement sur l'augmentation du temps de vie des porteurs sur le niveau excité, la solution au premier problème est venue d'un effort sur l'efficacité de désertion du niveau fondamental [29]. L'utilisation d'injecteurs appropriés placés entre les zones actives de la structure ont permis d'améliorer les deux conditions simultanément (FIG. 1.8).

En ce qui concerne la structure de propagation, les lasers quantiques en infra-rouge lointain utilisent un mode de plasmon de surface qui apparaît à l'interface de deux milieux dont les constantes diélectriques sont de signe opposé [31]. Pratiquement, cette configuration est obtenue par l'utilisation d'un métal et d'un semiconducteur, ou de deux semiconducteurs dont l'un est fortement dopé. En

gamme terahertz, un simple plasmon de surface ne permet pas un recouvrement suffisant du mode guidé avec des épaisseurs de zones actives raisonnables. L'utilisation de plasmons doubles, c'est à dire d'une structure de type métal-semiconducteur-métal, a permis d'obtenir un recouvrement proche de l'unité [32].

Récemment, un laser fonctionnant à 3,4 THz sur le principe du dépeuplement des niveaux de basse énergie par phonons optiques longitudinaux a relancé cette approche, utilisée en infrarouge lointain mais qui paraissait jusqu'alors inadaptée en gamme terahertz [28]. Les lasers à cascade quantique terahertz ne sont qu'au début de leur développement et leurs performances actuelles sont prometteuses (2,5 mW à 5 K pour le laser à 3,4 THz [28]), même si leurs températures de fonctionnement sont cryogéniques.

### Lasers Silicium

Les lasers silicium sont des lasers à émission stimulée intrabande. Le cristal de silicium est dopé avec des atomes du groupe V de la classification périodique des éléments (Phosphore, Arsenic, Antimoine, Bismuth) afin de créer un ou plusieurs états d'énergie accessibles aux électrons dans la bande interdite du Silicium. Les transitions radiatives ont lieu entre les états d'énergie localisés du donneur (FIG. 1.9).

Actuellement, la plupart des dispositifs étudiés utilisent le Phosphore ou le Bismuth comme donneur et un pompage par laser CO<sub>2</sub>. Le mécanisme d'inversion de population dit *intracentre* est basé sur l'accumulation de porteurs sur l'état excité du donneur neutre. A basse température (30 K), les interactions avec les phonons optiques et intervalle sont négligeables pour les centres donneurs. Par conséquent, la population de l'état excité est contrôlée par la relaxation assistée par phonons acoustiques. La longueur d'onde associée peut se situer autour de 50  $\mu\text{m}$  (6 THz) [33]. L'état excité du donneur est peuplé grâce au pompage du laser CO<sub>2</sub>. Les porteurs placés en bande de conduction du Silicium par le pompage perdent rapidement leur énergie et sont capturés par les centres donneurs.

La littérature sur le sujet est cependant assez limitée. Les difficultés de mise en oeuvre (pompage par laser CO<sub>2</sub>) limitent à l'heure actuelle l'utilisation des lasers Silicium. Des travaux similaires à ceux présentés ici sont néanmoins rapportés dans la référence [34].

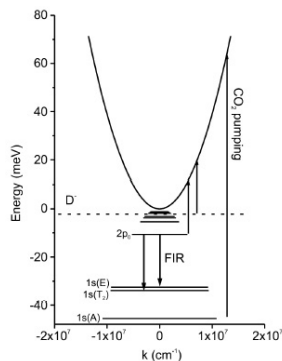


FIG. 1.9 – Transitions optiques dans un cristal de Silicium dopé au Phosphore. Le trait en tiret représente le niveau d'énergie du centre donneur. L'émission radiative (*far-infrared radiation* : *FIR*) a lieu lors de la transition  $2p_0 \rightarrow 1s(E)$  [33].

### Photomélangeurs

Les photomélangeurs utilisent deux lasers pour générer par différence de fréquences un signal terahertz. Le terme de battement de fréquences qui apparaît grâce à ces deux sources cohérentes superposées spatialement peut être détecté dans un photoconducteur GaAs épitaxié à basse température (GaAs-BT) [35] (La température de croissance du GaAs lors de l'épitaxie par jet moléculaire est alors réduite de  $600^\circ\text{C}$  à  $250^\circ\text{C}$  environ). La croissance à basse température, sous suppression d'Arsenic associée à une température de recuit adéquate permet de modifier les propriétés électroniques et optiques du matériau. Les défauts créés dans le matériau permettent de le rendre semi-isolant et d'obtenir des temps de vie des porteurs en bande de conduction inférieurs à la picoseconde [36].

Les paires électrons-trous créées dans le GaAs-BT éclairé par les deux faisceaux lasers permettent de générer un photocourant. Une antenne large bande permet ensuite de rayonner le signal terahertz obtenu.

Typiquement, les électrodes métalliques utilisées pour collecter le courant sont déposées sur le GaAs-BT sous la forme d'une capacité interdigitée. Le comportement fréquentiel du photodétecteur est de type passe-bas. La première constante de temps associée dépend de la topologie des électrodes et notamment de la valeur de la capacité, qui doit être de l'ordre du femtofarad ainsi que de la charge résistive, constituée par l'antenne. La seconde est reliée à la réponse du photoconducteur qui est le rapport entre le photocourant et la puissance optique incidente [37]. Cette réponse est proportionnelle à la durée de vie des électrons en bande de conduction et l'utilisation du GaAs-BT permet de réaliser



des détecteurs ultra rapides capables de fonctionner en gamme terahertz.

Les travaux d'Emilien Peytavit sur le sujet au sein de notre groupe ont permis d'obtenir des photodétecteurs verticaux dont la bande passante s'étend jusqu'à 0,7 THz. La puissance du rayonnement terahertz a été mesurée à 0,5  $\mu\text{W}$  pour un pompage optique de  $2 \times 30 \text{ mW}$  [38].

### Cristaux non linéaires

Dans le paragraphe sur l'imagerie nous avons pu voir qu'une autre possibilité pour générer un signal terahertz était d'utiliser un cristal non linéaire. La propagation d'un pulse optique femtoseconde dans un matériau électro-optique met en jeu des effets optiques non linéaires du second ordre (rectification optique). Elle s'accompagne alors d'un rayonnement de type Cerenkov d'un transitoire terahertz dont D. H. Auston a pu mettre en évidence l'existence dans le Tantalate de Lithium ( $\text{LiTaO}_3$ ) [39].

Le spectre du rayonnement émis s'étend jusqu'à 5 THz. Il est limité par les résonances du réseau cristallin qui empêchent le rayonnement plus haut en fréquence. L'extraction du pulse est rendue délicate par la forte permittivité du cristal [40]. Cependant la nature transitoire du signal émis le rend particulièrement approprié pour les applications de spectroscopie.

L'utilisation de cristaux organiques, à plus faible constante diélectrique et dont l'effet de rectification optique peut être 200 fois supérieur à celui du Tantalate de Lithium a permis d'améliorer fortement les performances de cette approche [41].

### 1.1.3 Les sources électroniques

Les sources hyperfréquences les plus anciennes sont les tubes électroniques. Ils sont utilisés dans de nombreux matériels électroniques : émetteurs et récepteurs de radiodiffusion, équipements de télécommunications, radars, radiologie. Jusque dans les années cinquante, avant l'apparition du transistor, ils étaient les éléments constitutifs de la plupart des équipements électroniques. L'apparition des semiconducteurs a permis la construction de systèmes complexes, impossibles à réaliser avec des tubes. Cependant, en raison des faibles dimensions des zones actives, ces composants sont incompatibles avec des niveaux de puissance élevés, contrairement aux tubes hyperfréquences. Aujourd'hui les tubes hyperfréquences sont capables de générer des signaux pouvant dépasser le terahertz.

Les développements technologiques de la microélectronique moderne ont permis ensuite de réaliser des composants semiconducteurs capable d'osciller à très haute fréquence. Ce sont généralement des diodes dont la caractéristique courant-tension présente sous certaines conditions une pente négative, appelée résistance différentielle négative. C'est cette propriété qui est exploitée pour la génération de fréquences.

### Tubes électroniques

Les tubes électroniques utilisent des électrons pour générer un rayonnement électromagnétique cohérent. Ces électrons sont émis par une cathode et sont regroupés par paquets afin qu'ils rayonnent en phase. Deux effets physiques au moins peuvent être exploités [42] :

- le rayonnement Cerenkov, qui se produit lorsque la vitesse de déplacement des électrons  $v$  est supérieure à la vitesse de phase  $v_\varphi$  des ondes électromagnétiques dans le milieu ;
- le rayonnement de transition, qui a lieu à l'interface entre milieux d'indices différents.

Les tubes à ondes progressives (*TOP*) et les carcinotrons sont les tubes électroniques les plus connus qui utilisent l'effet Cerenkov. Leur structuration périodique permet notamment de contrôler la propagation de l'onde électromagnétique qui doit se faire en régime d'onde lente ( $v_\varphi < c$ , avec  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide). Dans un TOP, l'interaction se produit pour une vitesse de groupe positive, correspondant au cas où l'onde se propage dans la même direction que le faisceau d'électrons. Dans un carcinotron, ils sont de direction opposée et l'interaction a lieu à vitesse de groupe négative (FIG. 1.10).

Dans un klystron, le rayonnement de transition est obtenu en perturbant le milieu de propagation à l'aide de cavités. Les électrons sont regroupés par paquets au fur et à mesure de leur passage dans ces cavités avant d'être ralentis dans la dernière et d'y produire un rayonnement cohérent.

En gammes millimétrique et submillimétrique les applications commerciales sont limitées et les tubes sont surtout utilisés dans les centres de recherche et dans des domaines spécifiques comme le spatial. Les puissances délivrables par ce type d'équipement peuvent être très importantes et atteindre plusieurs centaines de milliwatts autour de 100 GHz. Les fréquences de fonctionnement peut s'étendre jusqu'à 1,2 THz pour les carcinotrons qui sont alors capables de délivrer 1 mW [43].

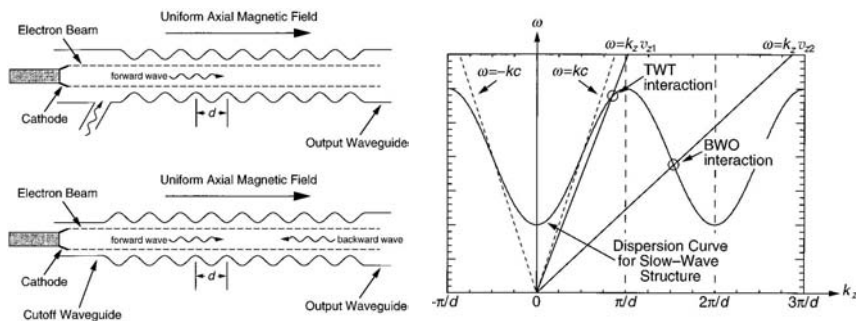


FIG. 1.10 – Schéma d'un TOP (*traveling-wave tube* : TWT) (en haut), d'un carcinotron (*backward-wave oscillator* : BWO) (en bas) et leur diagramme de dispersion. Le point de fonctionnement est déterminé par l'intersection de la courbe de dispersion avec la droite  $\omega = k_z v_z$  où  $k_z$  est le vecteur d'onde longitudinal dans le vide et  $v_z$  est la vitesse du faisceau d'électrons [42].

### Oscillateurs à diodes

Les oscillateurs à diodes sont à l'opposé des tubes électroniques sur le plan de l'encombrement. Plusieurs structures peuvent être exploitées pour réaliser ces dispositifs [44].

- La diode à effet tunnel résonnant (*resonant tunneling diode* : RTD) est une double barrière, réalisée par une hétérostructure de type InGaAs/InAlAs ou GaAs/AlAs, par exemple. Pour un fonctionnement à plusieurs centaines de gigahertz, les épaisseurs des puits et des barrières sont de l'ordre de quelques nanomètres. Le principe des RTD consiste à exploiter les états d'énergie discrets créés dans les puits. Sous polarisation, lorsqu'un des niveaux discrets du puits quantique compris entre les deux barrières est aligné avec la bande de conduction un courant tunnel est créé. L'augmentation de la tension appliquée revient à s'écarter de ce processus résonnant et s'accompagne d'une diminution du flux d'électrons à travers la structure. La caractéristique courant-tension obtenue présente une résistivité différentielle négative permettant de réaliser un oscillateur. Cet effet est disponible jusqu'aux fréquences submillimétriques grâce à la rapidité des phénomènes mis en jeu de passage par effet tunnel. Si les niveaux de puissances restent faibles, des fréquences d'oscillations de 712 GHz ont pu être atteintes avec des structures InAs/AlSb [45].
- La diode *Gunn* présente également une résistance différentielle négative en exploitant une structure spécifique de la bande de conduction des matériaux III-V à gap direct. Celle-ci comporte plusieurs minima qui permettent un transfert des électrons de la vallée centrale vers une ou plu-

sieurs vallées satellites. Leur mobilité est bien plus importante en vallée centrale qu'en vallée satellite, si bien qu'au delà du seuil de transfert des électrons en vallées satellites l'augmentation du champ électrique appliqué s'accompagne d'un effet de mobilité différentielle négative et donc d'une diminution du courant à travers la structure [46]. Ce phénomène est exploité dans le GaAs et l'InP et permet d'obtenir des puissances de l'ordre de 100 mW à 100 GHz (FIG. 1.11). Les temps de relaxation de l'énergie conditionnent ce processus de transfert et limitent le fonctionnement des diodes Gunn GaAs et InP respectivement autour de 100 GHz [44].

- La diode *IMPATT* (*IMPact ionisation Avalanche Transit Time*) exploite les effets combinés d'avalanche dans une jonction PN et de transit à travers le semiconducteur pour produire des oscillations. La jonction PN est polarisée en inverse en limite de claquage. Une tension alternative est superposée à la tension de polarisation et pendant l'alternance positive l'effet d'avalanche entraîne une augmentation exponentielle de la densité de porteurs, déphasés de  $\pi/2$  par rapport à la tension. La longueur de transit à travers la région intrinsèque adjacente à la jonction PN permet de déphaser de plus de  $\pi/2$  le courant créé par rapport à la polarisation appliquée et d'obtenir une conductance différentielle négative [46]. Cette caractéristique permet à ce type de diodes à base de Silicium d'osciller jusqu'à 200 GHz, pour des niveaux de puissance de quelques dizaines de milliwatts. Plus bas en fréquence, aux alentours de 50 GHz, des niveaux de puissance de l'ordre du watt ont pu être obtenus pour des IMPATT en GaAs [44]. Le bilan thermique de ces dispositifs, dont le rendement est inférieur à 10 %, constitue leur principale limitation. Cependant, par rapport aux diodes à tunnel résonnant ou Gunn elles sont particulièrement avantageuses en mode pulsé, lorsque les contraintes thermiques sont moins fortes. Des dispositifs à base de diodes IMPATT ont pu délivrer 42 W à 96 GHz, pour des impulsions d'une durée inférieure à 200 ns [47].

#### 1.1.4 La multiplication de fréquences pour la radioastronomie

A partir des éléments présentés sur la génération de fréquences terahertz, nous pouvons rechercher les sources les plus en adéquation avec les contraintes propres à la radioastronomie embarquée.

Les sources faisant intervenir des transitions optiques, si elles parviennent maintenant à descendre suffisamment bas en fréquence, souffrent globalement de

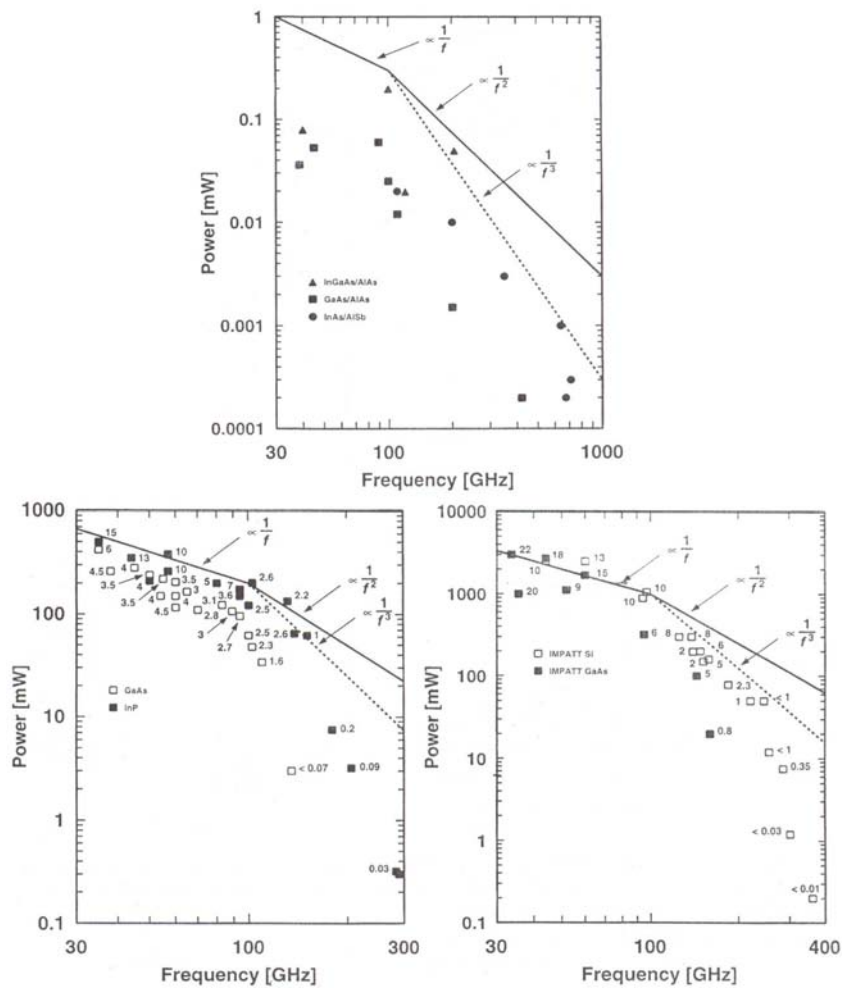


FIG. 1.11 – Etat de l’art des diodes à effet tunnel résonant, Gunn et IMPATT en génération continue. Le nombre indiqué à côté des symboles correspond au rendement de conversion DC-RF en pourcents (d’après [44]).

la difficulté de leur mise en oeuvre. Bien souvent il est nécessaire de disposer d'un pompage externe qui peut complexifier de manière rédhibitoire le système complet. C'est le cas notamment pour le laser Si, les photomélangeurs et les cristaux non-linéaires.

Le laser à cascade quantique est aujourd'hui la source optique la plus performante, en fournissant des niveaux de puissance de l'ordre du milliwatt. Mais son fonctionnement est cryogénique (le laser à 3,4 THz de B. S. Williams est refroidi à 5 K) et il reste donc difficile à mettre en oeuvre pour des applications embarquées.

Du côté des sources électroniques, les tubes sont capables de délivrer des puissances pouvant atteindre le milliwatt à 1 THz, mais leur encombrement et leur poids (de l'ordre de 10 à 20 Kg) ne leur permettent pas d'être embarqués facilement dans les engins spatiaux.

Dans le domaine des semiconducteurs, la montée en fréquence des amplificateurs et des oscillateurs est rendue difficile à la fois par la nécessité de diminuer fortement les temps de transit, par les éléments réactifs parasites à l'origine d'effets de coupure, par les pertes résistives et les problèmes thermiques. Cependant, les avancées récentes des circuits intégrés monolithiques ou *Microwave Monolithic Integrated Circuits* (MMIC), maintenant capables de fonctionner au delà de 100 GHz, viennent nuancer cette idée [48, 49].

Si les oscillateurs à diode sont historiquement les sources les plus utilisées pour les applications spatiales, leurs performances sont limitées au dessus de 100 GHz.

Pour toutes ces raisons, la méthode qui apparaît aujourd'hui la plus appropriée pour l'obtention de sources sub-millimétriques est la multiplication de fréquences. A partir d'oscillateurs à diodes capables de fournir jusqu'à 100 mW autour de 100 GHz, ou d'oscillateurs à transistors amplifiés, des chaînes de multiplication sont réalisées grâce à des composants semiconducteurs non linéaires et permettent de disposer de sources dites *indirectes*.

Le composant le plus utilisé dans ce contexte est la diode Schottky. Il s'agit d'une hétérostructure composée d'un métal et d'un semiconducteur dont les caractéristiques courant-tension et capacité-tension sont fortement non-linéaires. La première est généralement exploitée pour le mélange et la seconde pour la multiplication de fréquences. La caractéristique capacité-tension peut s'écrire

sous la forme [46] :

$$C(v) = \sqrt{\frac{\epsilon_s q N_d}{2(V_d - v)}} \quad \text{où} \quad V_d = \frac{q N_d W^2}{2\epsilon_s} \quad (1.1)$$

est la différence de potentiel appliquée,  $W$  est la zone de charge d'espace à l'équilibre,  $q$  est la charge unitaire,  $\epsilon_s$  et  $N_d$  sont respectivement la permittivité et le dopage du semiconducteur. La non linéarité de cette caractéristique est exploitée de manière à générer les harmoniques du signal de pompe.

Non seulement le composant mais également son environnement (structures de propagation, circuit d'adaptation et de filtrage) doivent être correctement dimensionnés pour privilégier un facteur de multiplication spécifique. La multiplication d'ordre élevé est possible mais les rendements de conversion restent inférieurs au pourcent. Pour cette raison, les chaînes de multiplication les plus performantes sont constituées de doubleurs et de tripleurs cascades et peuvent maintenant dépasser le terahertz.

Les travaux menés au *Jet Propulsion Laboratory* (JPL) ont permis d'obtenir environ 0,5  $\mu$ W à 1,9 THz (0,016 % de rendement) avec un tripleur à diodes Schottky pompé par un carcinotron fonctionnant autour de 600 GHz [50]. Les projets spatiaux FIRST et ROSETTA devraient encore repousser les limites de fonctionnement avec des développements envisagés par ce laboratoire pour ces projets jusqu'à 2,5 THz [51].

## 1.2 La diode HBV

La diode *Heterostructure Barrier Varactor* (HBV) constitue une alternative intéressante à la diode Schottky. Sa structure épitaxiale est parfaitement symétrique et cela lui confère des propriétés originales, exploitées pour la multiplication de fréquences. Sa non-linéarité capacitive est paire et en conséquence ce composant ne génère que les harmoniques impairs du signal de pompe. De plus, la symétrie de sa structure lui permet de fonctionner sans qu'il soit nécessaire de la polariser. Les circuits d'adaptation et de filtrage peuvent alors être simplifiés et on peut s'attendre à obtenir des rendements de conversion plus élevés que ceux des diodes Schottky, l'énergie étant moins distribuée sur les différents harmoniques.

Nous allons maintenant décrire les mécanismes physiques mis en jeu dans le composant HBV avant de présenter son utilisation pour la génération d'harmoniques. Différentes approches pour la réalisation de circuits de multiplication sont présentés et nous permettent d'introduire les raisons de notre choix pour

zone réservoir	5000 Å	InGaAs	$1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	↑ croissance cristalline
zone de modulation	3000 Å	InGaAs	$2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	
espaceur	50 Å	InGaAs	n.i.d.	
barrière	50 Å	InAlAs	n.i.d.	
	30 Å	AlAs	n.i.d.	
	50 Å	InAlAs	n.i.d.	
espaceur	50 Å	InGaAs	n.i.d.	
zone de modulation	3000 Å	InGaAs	$2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	
zone réservoir	5000 Å	InGaAs	$1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	
SUBSTRAT semi-isolant InP				

FIG. 1.12 – Structure épitaxiale d’une barrière à hétérostructure de semiconducteurs. Les densités indiquées correspondent au dopage des matériaux (n.i.d. : non intentionnellement dopé).

une technologie finline exploitant un composant localisé.

### 1.2.1 Physique du composant

Le composant que nous présentons est une capacité variable commandée en tension. Les discontinuités d’énergie en bande de conduction au sein d’une hétérostructure sont exploitées afin de réaliser une barrière de potentiel. De cette façon, le courant de conduction à travers la structure peut être négligé pour une tension appliquée suffisamment faible et dans cet intervalle de tensions le composant peut être modélisé par une simple capacité commandée en tension. Ce composant a été proposé pour la première fois par E. Kollberg et A. Rydberg de l’université de Chalmers, en Suède [52]. Dans leur article de 1989, ils prévoyaient déjà des rendements de conversion théoriques de l’ordre de 60 % pour une diode HBV utilisée en tripleur de fréquences à  $3 \times 35 \text{ GHz}$ .

La structure épitaxiale des diodes HBV que nous avons utilisées et que nous décrivons maintenant est présentée FIG. 1.12.

- La barrière principale est réalisée par l’ $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ , adapté en maille sur l’ $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ . La discontinuité de bande de conduction créée est de 540 meV. La barrière est suffisamment large pour minimiser le courant tunnel (13 nm).
- Pour accroître les propriétés bloquantes, une couche mince d’AlAs (3 nm), matériau à grand gap, en croissance pseudomorphique sur l’InAlAs est insérée dans cette première barrière pour l’élever à une hauteur totale de



1,2 eV. La contrainte en maille de cette couche ne permet pas de réaliser une croissance épitaxiale sur des épaisseurs plus importantes, sous peine de voir apparaître des dislocations au sein du matériau.

- De part et d'autre de cette barrière dite en *marche d'escalier* les deux couches d'InGaAs modérément dopées sont des zones de modulation qui seront désertées ou enrichies en porteurs en fonction de la tension appliquée.
- Un espaceur est inséré entre la barrière et les zones de modulation principalement pour limiter la diffusion des espèces dopantes dans la barrière au moment de la croissance.
- Enfin, les zones fortement dopées aux extrémités constituent les réservoirs d'électrons.

Les paramètres relatifs à cette structure (nombre de barrières, dopages, dimensions) ont été optimisés dans le cadre de la thèse de T. David, pour un fonctionnement autour de  $3 \times 100$  GHz et une puissance de pompe maximale de 100 mW [53]. Les performances obtenues par ces composants (près de 3 mW en sortie à 330 GHz [54]) ont validé ces choix. Nous avons donc utilisé pour la réalisation de notre dispositif des composants identiques.

Après avoir brièvement présenté la structure, nous détaillons dans les paragraphes suivants les caractéristiques électriques de la diode HBV, puis nous présentons les résultats de caractérisation statique des composants que nous avons utilisés pour la conception du tripleur de fréquences.

### Les composants de courant

Les méthodes relatives à l'étude du transport dans ce type de structure a été abordé au sein du groupe notamment dans le cadre des thèses d'O. Vanbésien et de V. Sadaune [55, 56]. Nous présentons ici les différentes étapes intervenant dans le calcul de la caractéristique courant-tension du composant, à savoir le calcul de la structure de bande, la détermination du spectre de transmission et enfin le calcul des composantes de courant.

- Le traitement quantique de ces structures est délicat mais W. R. Frensley a démontré que l'approche semi-classique de Thomas-Fermi suffisait pour déterminer les courbures de bande [57]. L'équation de Poisson dans l'hétérostructure s'écrit :

$$\frac{\partial^2 V(z)}{\partial z^2} = \frac{q}{\epsilon} (N_d(z) - n(z)) \quad (1.2)$$

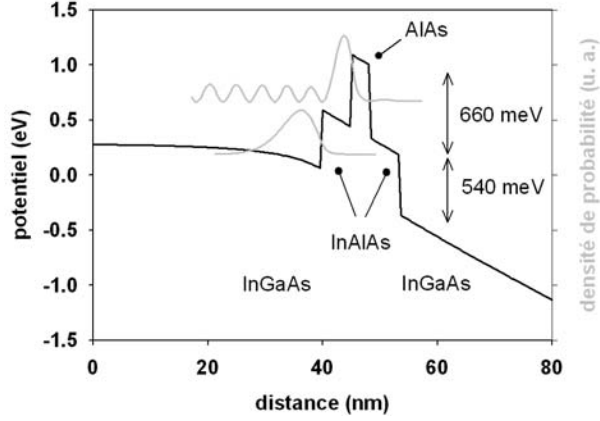


FIG. 1.13 – Courbure de la bande de conduction de la barrière bloquante (FIG. 1.12) sous polarisation directe (en noir) et densités de probabilité associées aux porteurs (en gris). Les origines des densités de probabilités sont décalées sur les niveaux des puits correspondants.

avec  $V$  le potentiel électrostatique dans la structure,  $q$  la charge unitaire,  $\epsilon$  la permittivité du matériau et  $N_d$  le niveau de dopage. Elle est résolue de manière auto-cohérente avec la distribution de Fermi qui donne la densité de porteurs libres dans la structure :

$$n(z) = N_c \int_0^\infty \frac{(E - E_c(z))^{1/2}}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)} dE \quad (1.3)$$

où  $N_c$  est la densité d'état en bande de conduction,  $E_c(z)$  est la bande de conduction locale, c'est à dire le potentiel cristallin ajoutée au potentiel électrostatique,  $E_F$  l'énergie de Fermi,  $k$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température absolue. Ce calcul est purement statique et suppose qu'aucun courant ne traverse la structure (approximation de Thomas-Fermi). Il permet de déterminer la structure de bande qui est représentée FIG. 1.13.

- Le spectre de transmission est ensuite déterminé par la résolution de l'équation de Schrödinger suivante, indépendante du temps, dans l'approximation de la masse effective :

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{m^*(z)} \frac{\partial \varphi(z)}{\partial z} \right) + (V(z) - E_z) \varphi(z) = 0 \quad (1.4)$$

où  $\hbar$  est la constante de Plank réduite,  $m^*$  la masse effective du porteur,  $\varphi$  la fonction d'onde qui lui est associée et  $V$  le potentiel calculé précé-

demment. La méthode numérique de *Runge Kutta* permet de ramener la résolution de cette équation à celle de deux équations du premier degré couplées [58]. En supposant que la fonction d'onde s'écrit comme une combinaison linéaire d'ondes planes incidentes et réfléchies, on peut déduire les coefficients de réflexion et de transmission de la structure pour tout profil de potentiel et donc pour toute tension appliquée. Cette méthode permet, dans le domaine des énergies via la fonction d'onde et la probabilité de présence des électrons, d'analyser avec précision les effets de localisation ainsi que les chemins privilégiés suivis par les électrons au sein de la structure (FIG. 1.13). Cette connaissance rend alors possible l'optimisation du composant par ingénierie de bande interdite et modulation de dopage suivant la gamme de fréquences visée.

- Finalement, en introduisant la fonction d'alimentation  $F$  qui traduit le rapport entre les états occupés et les états permis des réservoirs, la densité surfacique de courant peut s'exprimer de la manière suivante :

$$J(V_{app}) = \frac{qm^*kT}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty T(E_z, V_{app})F(E_z, V_{app}) dE_z \quad (1.5)$$

avec  $T$  le spectre de transmission calculé précédemment et  $F$  définie par :

$$F(E_z, V_{app}) = \text{Ln} \left[ \frac{1 + \exp\left(\frac{E_F - E_z}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E_F - E_z - qV_{app}}{kT}\right)} \right] \quad (1.6)$$

A titre d'illustration, nous présentons les caractéristiques courant-tension mesurées sur les composants que nous avons utilisés (FIG. 1.14). Dans ce cas, chaque îlot de zone active comporte trois barrières identiques à celle présentée FIG. 1.12, juxtaposées lors de la croissance épitaxiale. De manière à augmenter encore le niveau de tension applicable à la diode, plusieurs composants élémentaires peuvent être interconnectés afin d'augmenter le nombre total de barrières. Ainsi la structure double comporte six barrières et reste parfaitement bloquante pour des amplitudes pouvant atteindre 15 Volts.

### La non-linéarité capacitive

En supposant une zone de charge d'espace abrupte, le potentiel aux bornes d'une diode HBV dont les zones de désertion sont dopées de manière homogène

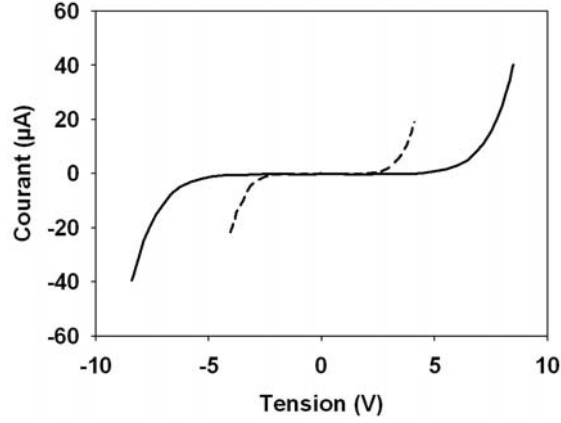


FIG. 1.14 – Caractéristique courant-tension de diodes HBV de  $40 \mu\text{m}^2$  réalisée à l'IEMN. Le trait en pointillés correspond à une diode simple (un seul îlot, ou méssa) et le trait plein à une diode double (deux méssas en série). Chaque méssa comporte trois barrières.

peut s'exprimer en résolvant l'équation de Poisson de la manière suivante :

$$V(Q) = N \left( \frac{bQ}{\epsilon_b A} + \text{sign}(Q) \left( \frac{Q^2}{2qN_d \epsilon_d A^2} \right) \right) \quad (1.7)$$

où  $N$  est le nombre de barrières,  $b$  l'épaisseur des barrières incluant les espaceurs,  $Q$  la quantité de charge emmagasinée par la diode,  $q$  la charge élémentaire,  $A$  la surface de la zone active,  $N_d$  le dopage de la zone de déplétion,  $\epsilon_d$  et  $\epsilon_b$  les constantes diélectriques respectivement de la zone de désertion et de la barrière. La capacité peut ensuite se calculer en dérivant la quantité de charge par rapport à cette tension.

Cette équation cependant n'est pas valide sous faible polarisation, lorsque les effets d'écrantage autour de la barrière deviennent significatifs. La capacité  $C_0$  peut dans ce cas se calculer en prenant en compte les effets de charge d'espace et on obtient [59] :

$$C_0 = \frac{A\epsilon_b}{b + 2\frac{\epsilon_b}{\epsilon_d}L_d} \text{ avec } L_d = \sqrt{\frac{kT\epsilon_d}{N_dq^2}} \quad (1.8)$$

où  $L_d$  est la longueur de Debye des électrons. L'équipe de E. Kollberg a donc modifié l'équation 1.7 de manière empirique pour pouvoir tenir compte de ces

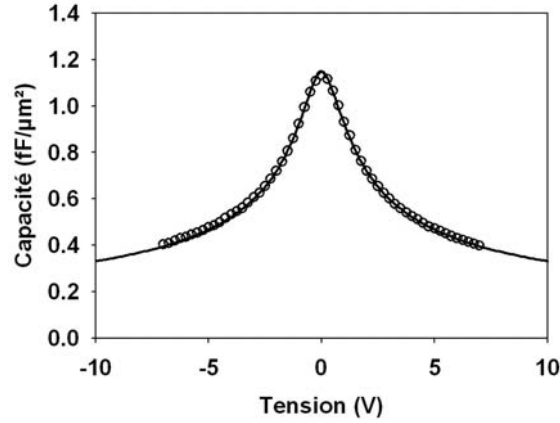


FIG. 1.15 – Caractéristique capacité-tension normalisée à  $1 \mu\text{m}^2$  d'une diode HBV simple à trois barrières en configuration coaxiale. Le trait plein correspond à la courbe obtenue par le calcul. Elle est comparée à une mesure réalisée en quasi-statique.

effets et a proposé la formulation suivante [60] :

$$V(Q) = N \left[ \frac{bQ}{\epsilon_b A} + \text{sign}(Q) \left( \frac{Q^2}{2qN_d \epsilon_d A^2} \right) + \frac{4kT}{q} \left( 1 - \exp \left( \frac{-|Q|}{2L_d A q N_d} \right) \right) \right] \quad (1.9)$$

qui redonne la valeur de  $C_0$  sous polarisation nulle.

La caractéristique capacité-tension ainsi obtenue d'une diode HBV est une fonction paire. Typiquement, la valeur maximale de capacité est obtenue à zéro volts et vaut  $3,5 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$  par barrière, pour un dopage de  $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et une épaisseur de barrière de 130 nm. Le contraste en capacité, c'est à dire le rapport entre la valeur maximale et la valeur minimale de capacité conditionne les performances en multiplication de fréquences. Nous présentons FIG. 1.15 la caractéristique normalisée sur la surface des composants que nous avons utilisés pour le tripleur de fréquences. Nous rappelons que ces composants sont constitués de trois barrières juxtaposées, donc les valeurs de capacité sont trois fois moins élevées que pour une barrière unique. Sur la figure, il s'agit d'une structure simple coaxiale. Signalons que les mesures en petit signal sont réalisées sur ce type de structure pour pouvoir s'affranchir des éléments parasites ramenés par les circuits d'accès (pont à air et plots de connexion) [61].

Dans la pratique, l'expression 1.9 ne permet pas toujours de retrouver exactement la courbe mesurée, notamment sous polarisation nulle. Cela s'explique

par les simplifications utilisées pour la résolution de l'équation de Poisson et le caractère empirique de cette formulation. Cependant, en ajustant les paramètres d'épaisseur de barrière ( $b$ ), de dopage ( $N_d$ ) et de surface de la zone active ( $A$ ), la caractéristique peut être très précisément décrite par cette expression. Dans la perspective des analyses numériques présentées au chapitre suivant, elle constitue un outil qui nous permettra de modéliser le comportement électrique du composant étudié.

### 1.2.2 Génération d'harmoniques

De manière générale, deux types d'effets peuvent être exploités pour la génération d'harmoniques : la non-linéarité résistive et la non-linéarité réactive. Dans le premier cas le rendement de conversion, c'est à dire le rapport de puissance entre l'harmonique  $n$  généré et le signal fondamental, est borné par  $\frac{1}{n^2}$ . Pour les éléments réactifs en revanche, il peut atteindre l'unité, en théorie [62]. En pratique ce rendement, même s'il reste élevé, est fortement dégradé par les composantes résistives non nulles des dispositifs. Néanmoins cette propriété rend compétitives les capacités variables pour la génération de fréquences submillimétriques.

Dans le cas particulier des diodes HBV, la caractéristique capacité-tension paire permet en plus de ne générer que les harmoniques impairs du signal de pompe et donc limite la répartition spectrale de l'énergie convertie. En effet, la non-linéarité capacitive décomposée sous forme polynomiale peut s'écrire :

$$C(V) = \sum_{p=0}^{p=+\infty} a_{2p} V^{2p}(t) \quad (1.10)$$

où les coefficients  $a_{2p}$  sont réels. Si on suppose un signal de pompe harmonique, la tension appliquée à la diode est :

$$V(t) = V_0 \sin(\omega t) \quad (1.11)$$

$V_0$  représentant l'amplitude du signal et  $\omega$  sa pulsation. Le courant généré dans le composant est calculé en dérivant la charge :

$$i(t) = \frac{d(C(V)V)}{dt} = C(V) \frac{dV(t)}{dt} + V(t) \frac{dC(V)}{dV} \frac{dV(t)}{dt} \quad (1.12)$$

En utilisant l'expression de la capacité de l'équation 1.10 et en dérivant les

termes, on obtient :

$$i(t) = V_0 \omega \cos(\omega t) \left( \sum_{p=0}^{p=+\infty} a_{2p} V^{2p}(t) + V(t) \sum_{p=0}^{p=+\infty} a_{2p} 2p V^{2p-1}(t) \right) \quad (1.13)$$

soit, en regroupant les termes :

$$i(t) = \omega V(t + \frac{\pi}{2\omega}) \sum_{p=0}^{p=+\infty} b_{2p} V^{2p}(t) \quad (1.14)$$

où les coefficients  $b_{2p}$  sont des réels. En conséquence, le courant généré dans la diode a des composantes spectrales non nulles uniquement sur les harmoniques impairs du signal de pompe.

Dans la pratique, le composant ne se résume pas à une capacité commandée en tension et présente des effets résistifs. Bien entendu ces effets contribuent à dégrader le rendement de conversion mais vont également déterminer la fréquence maximale d'utilisation du composant. P. Jr. Penfield et R. P. Rafuse ont étudié ces limitations [62]. Ils ont démontré que le rendement de conversion était proportionnel dans le cas du tripleur à  $(\frac{f_c}{f_p})^\alpha$  avec  $\alpha$  un entier naturel,  $f_p$  la fréquence de pompe et  $f_c$  la fréquence de coupure définie de la manière suivante :

$$f_c = \frac{1}{2\pi R_s C_{max}} \left( \frac{C_{max}}{C_{min}} - 1 \right) \quad (1.15)$$

où  $R_s$  est la résistance série du composant et  $C_{min}$  et  $C_{max}$  sont les valeurs minimales et maximales de capacité du composant sous une puissance de pompe donnée. Cette définition de la fréquence de coupure est qualitative. Elle a été choisie par les auteurs pour constituer une figure de mérite capable de comparer entre eux différents composants. Elle est basée sur la définition classique de la fréquence de coupure d'un circuit RC mais prend en compte également l'efficacité de pompage. Trois grandeurs apparaissent déterminantes pour prévoir les niveaux de puissance de sortie et les fréquences d'utilisation. Elles permettent également de quantifier les performances intrinsèques des composants.

- La résistance série : elle regroupe les pertes résistives et doit être évidemment minimisée.
- Les niveaux de capacité : de manière similaire à d'autres dispositifs électroniques, ces niveaux doivent être réduits pour permettre la montée en fréquence.
- Le contraste en capacité : cette grandeur quantifie l'efficacité de pompage. Elle est à relier directement à la qualité de la barrière bloquante et au

dimensionnement de la zone de modulation (dopage et dimension).

En ce qui concerne les performances du système complet de multiplication de fréquences, même s'il est constitué principalement de la diode, la configuration utilisée pour exploiter les propriétés du ou des composants va être déterminante en termes de puissance et de bande passante. Afin de placer la solution que nous avons retenue dans le contexte des multiplicateurs de fréquences à base de HBV, nous présentons maintenant les structures publiées qui ont été étudiées jusqu'à présent.

### 1.3 Les dispositifs de multiplication

A ce jour, les dispositifs de multiplication étudiés peuvent être répartis selon plusieurs ensembles :

- Les cellules dites de *Archer*, qui sont réalisées à partir de guides d'onde croisés permettent de filtrer les signaux de fréquences différentes en exploitant la coupure des guides.
- Les lignes de transmission non linéaires, qui sont des lignes de transmission chargées par des composants non linéaires. Elles permettent d'élargir la bande passante du dispositif.
- Les multiplicateurs quasi-optiques, réalisés par des matrices de diodes. Ces structures supportent des niveaux de puissance élevés grâce à la juxtaposition spatiale d'un grand nombre de composants.

#### 1.3.1 Cellules de Archer

Ces cellules de multiplication ont été largement étudiées par J. W. Archer au début des années 1980, à l'origine pour la réalisation de doubleurs de fréquences à partir de diodes Schottky [63]. Les accès au composant se font par l'intermédiaire de guides d'ondes métalliques, monomodes pour les signaux qu'ils visent à propager. Les guides d'entrée et de sortie sont croisés et reliés généralement par une structure de propagation de type microruban, sur laquelle est reporté le composant multiplicateur (FIG. 1.16). L'isolation fréquentielle est réalisée de deux manières :

- Le guide de sortie, monomode pour le signal de plus haute fréquence est évanescent pour le signal de pompe et empêche sa propagation vers la sortie.
- La ligne microruban comporte un filtre passe-bas qui prévient tout retour de l'harmonique généré.



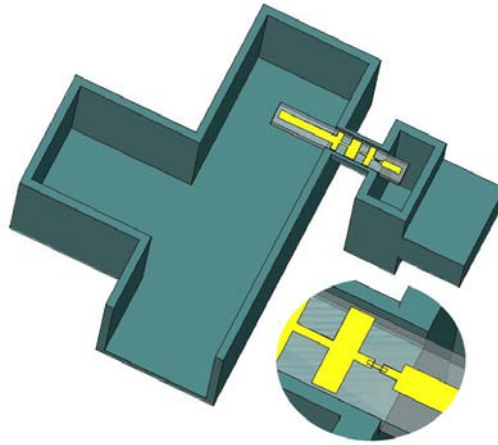


FIG. 1.16 – Schéma de principe d'une cellule Archer, pour un circuit monolithique. Le signal de pompe est fourni par le guide de plus grande section. La transition guide d'onde-ligne microruban est réalisée grâce au ruban métallique à l'intérieur du guide. Dans la pratique, les distances des plans de court-circuit des guides sont ajustables pour optimiser la conversion de mode et permettre l'adaptation d'impédance. L'énergie est fournie à la diode à travers le filtre passe-bas. Le signal généré est ensuite rayonné dans le guide de sortie, qui comporte également deux court-circuits ajustables. En insert, le détail du pont à air. La zone active, non visible, se situe sous un pilier du pont.

La cellule de Archer comporte également, dans les guides d'ondes, des cavités dont les longueurs sont accordables. Ces éléments sont particulièrement efficaces pour réaliser l'adaptation d'impédance une fois le composant monté dans le dispositif. La contrepartie réside dans les caractéristiques fréquentielles très sélectives de la structure, que nous détaillerons dans les paragraphes 2.1.1 et 2.1.1.

Les meilleurs performances en terme de rendement pour des tripleurs de fréquences HBV ont été obtenues dans ce type de structures. Au sein du groupe DOME, les composants réalisés à l'IEMN par X. Mélique et testés dans une cellule Archer ont démontré des performances à l'état de l'art avec des rendements plus de 10% à 250 GHz pour une puissance de sortie de l'ordre de 10 mW [64, 65]. Plus récemment, T. David, également au sein du groupe, a obtenu 3,6 % de rendement à 330 GHz pour des diodes intégrées monolithiquement au circuit de filtrage (FIG. 1.17) [54]. Toujours avec des diodes HBV mais sur GaAs, M. Saglam de l'université de Darmstadt a démontré un tripleur de fréquences à 450 GHz dont le rendement est de 1,3 %, pour une puissance de sortie de 1 mW [66]. En terme de rendement, les meilleures performances pour des tripleurs HBV ont été obtenues par R. Meola de l'université technique de Munich, avec

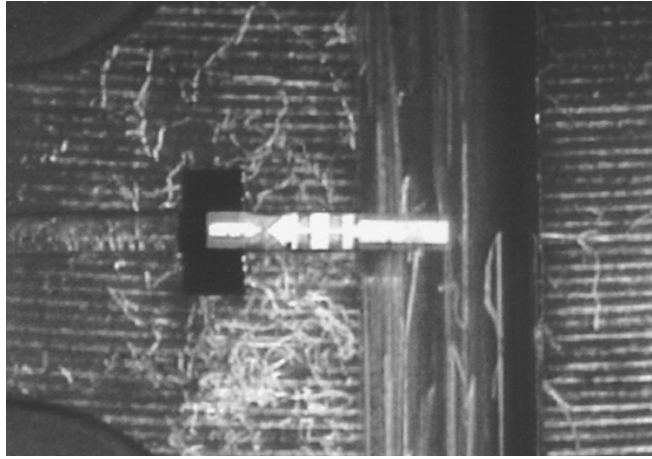


FIG. 1.17 – Photographie de la cellule Archer fonctionnant à  $3 \times 100$  GHz, utilisée pour la mesure à l'Observatoire de Paris-Meudon des composants réalisés à l'IEMN, dans le cadre de la thèse de T. David [53]. A droite le guide d'entrée wr10 (75-110 GHz), au centre le circuit monolithique collé dans la cellule et à gauche le guide de sortie wr3 (225-330 GHz).

13,5 % à 210 GHz, avec des composants sur GaAs [67].

Mentionnons que les structures de type Archer ont permis de franchir le cap du terahertz par la multiplication de fréquences à l'aide de diodes Schottky [50, 51].

### 1.3.2 Lignes de transmission non linéaires

Les lignes de transmission non linéaires sont fortement rattachées au concept de soliton. Inventé en 1834 par J. S. Russell, un ingénieur écossais, ce concept a réellement commencé à être exploité dans les années 1960 par Zabusky et Kruskal pour l'étude de la conductivité thermique des solides. Aujourd'hui, l'existence des solitons est exploitée notamment dans les communications par fibres optiques pour créer des transmissions non dispersives.

Un soliton est une forme d'onde qui ne s'atténue pas et ne se déforme pas lorsqu'elle parcourt le milieu de propagation. Cette propriété s'explique par un équilibre entre la non linéarité et la dispersion du milieu dont les effets peuvent se compenser sous certaines conditions.

La propagation de solitons sur une ligne de transmission non linéaire a été étudiée par R. Hirota et K. Suzuki en 1973 [68]. Ils ont notamment démontré les propriétés suivantes :

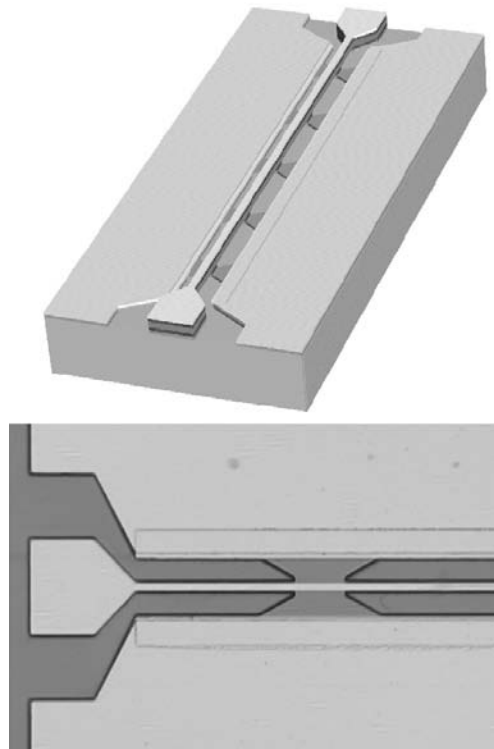


FIG. 1.18 – Schéma 3D et vue optique de la ligne non linéaire en technologie coplanaire réalisée par M. Fernandez, intégrant monolithiquement 5 composants [69]. La ligne de transmission est suspendue et repose sur les zones actives, régulièrement espacées. La vue optique met en évidence les zones de contact (à gauche) et une diode (au centre), connectée en parallèle sur la ligne.

- Un paquet d'onde se propageant sur une ligne de transmission non linéaire se décompose en une somme finie de solitons, à partir d'une longueur de propagation suffisamment importante.
- Les caractéristiques d'un soliton sont entièrement déterminées par son amplitude : elle fixe à la fois la durée du soliton et sa vitesse de propagation sur la ligne.

Dans le cadre de la génération d'harmoniques, ces propriétés sont exploitées et permettent d'entretenir les harmoniques générés lors de la propagation sur la ligne. Le principal avantage de la structure est de permettre la multiplication de fréquences sur une gamme de fréquence extrêmement large, puisqu'il n'y a pas d'adaptation d'impédances à réaliser.

Pratiquement, la non linéarité de la ligne peut être créée par l'ajout péri-

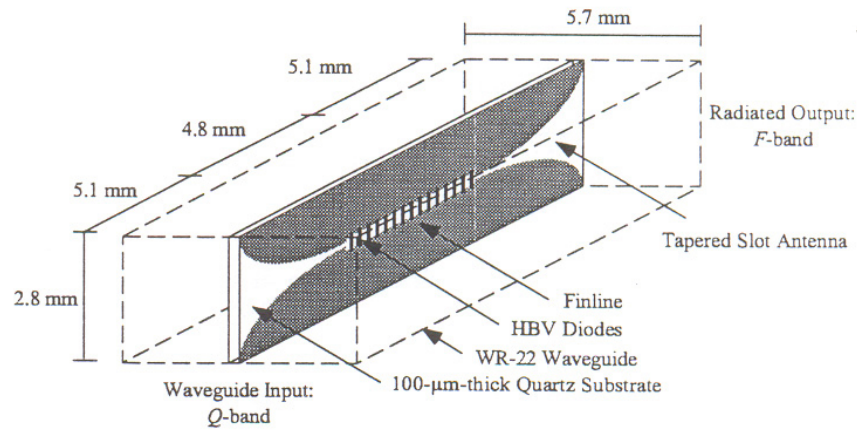


FIG. 1.19 – Schéma de principe du tripleur distribué réalisé par S. Hollung [70]. Les transitions en entrée et en sortie réalisent le transfert d'énergie entre le guide d'onde et la ligne à ailette (finline). Le circuit est réalisé sur quartz et il est inséré dans le plan E du guide d'onde.

dique de capacités variables en parallèle sur une ligne de transmission. Dans ce cas, en raison de son caractère distribué, la structure présente une fréquence maximale de fonctionnement, appelée fréquence de Bragg, directement liée à la périodicité unidimensionnelle. Si cette fréquence est maintenue suffisamment basse, il est alors possible de choisir l'ordre maximal des harmoniques générés.

Plusieurs structures, à base de diodes HBV notamment, ont été étudiées et réalisées. M. Li a démontré numériquement la possibilité de réaliser des tripleurs de fréquences entièrement distribués dans la gamme 25 GHz - 35 GHz présentant des rendements de conversion de l'ordre de 10 % sur toute la bande [71]. Au sein du groupe, dans le cadre de son travail de thèse, M. Fernandez a réalisé une ligne de transmission non linéaire coplanaire sur laquelle étaient intégrées monolithiquement les diodes HBV (FIG. 1.18). Pour une structure à 8 composants, dont la gamme de fonctionnement était centrée sur  $3 \times 20$  GHz, M. Fernandez a obtenu 30 % de bande passante et un rendement de conversion maximal de 1 % [69, 72, 73]. Enfin, S. Hollung de l'université de Chalmers a chargé une ligne à ailette par 15 diodes HBV, fonctionnant autour de  $3 \times 45$  GHz (FIG. 1.19) [70]. Il a obtenu 7 % de rendement à 130,5 GHz pour une puissance de sortie de 10 mW. Cependant, le report délicat et insuffisamment précis des diodes a contribué à dégrader la largeur de bande passante visée (10 % au lieu de 30 % obtenu par simulation).

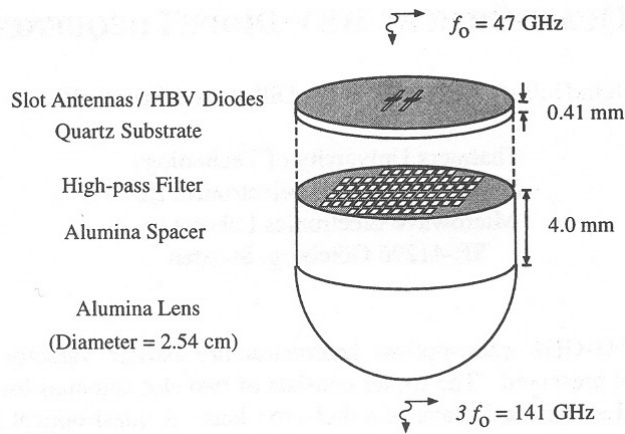


FIG. 1.20 – Le tripleur quasi-optique de Hollung, composé de deux antennes à fentes chargées avec quatre diodes HBV, placées dans le plan focal d'une lentille diélectrique. Le filtre passe-haut permet d'accroître le rendement en isolant la sortie de l'entrée [75].

### 1.3.3 Multiplicateurs quasi-optiques

Les multiplicateurs quasi-optiques sont des matrices de diodes qui interagissent avec une onde se propageant en espace libre. La grille de diode ainsi réalisée agit comme une surface non-linéaire et génère des harmoniques. L'utilisation de plusieurs composants combinée à une réduction des pertes grâce à la propagation en espace libre permet d'espérer des niveaux de puissances générés plus importants que pour les autres topologies.

X. H. L. Liu a réalisé une matrice de diodes Schottky fonctionnant en tripleur de fréquences et a obtenu un niveau de puissance de 5 W en mode pulsé, à 99 GHz [74]. Le nombre élevé de composants (3100) a permis d'appliquer des niveaux de pompage très élevés (250 W). La dégradation du rendement de conversion obtenue peut s'expliquer notamment par les pertes introduites par la diffraction de l'onde électromagnétique.

S. Hollung a réalisé un tripleur quasi-optique utilisant quatre diodes HBV. Les diodes sont placées entre deux antennes à fentes et la grille ainsi constituée dans le plan de sortie d'un guide d'onde métallique. Le rayonnement de l'harmonique généré est facilité par une lentille diélectrique.

Plus récemment, une grille de  $14 \times 14$  diodes HBV montée dans un guide d'onde métallique a délivré près de 700 mW à 93 GHz. Cette grille réalisée par J. B. Hacker [76] présente un rendement de 11,3 %. Les auteurs estiment pouvoir améliorer ces performances par deux moyens :

- L'augmentation de la tenue en tension des composants.
- Une polarisation TEM de l'onde incidente, possible en guide d'onde grâce aux surfaces à base de cristaux photoniques, de manière à exciter les diodes uniformément.

Ils espèrent ainsi démontrer un niveau de puissance de 20 W dans cette gamme de fréquences.

## 1.4 Conclusion

Ce premier chapitre nous a permis de présenter les applications relatives au domaine terahertz et de mettre en avant les difficultés technologiques à dépasser pour la génération de signaux dans cette gamme de fréquences.

Dans le cadre de la radioastronomie, et plus spécifiquement pour la conception d'équipements embarqués, la multiplication de fréquences est la solution la plus appropriée pour atteindre les fréquences terahertz car elle permet de réaliser des charges utiles compactes de masse réduite. La diode HBV apparaît comme un composant de base prometteur pour la génération d'harmoniques. Sa structure symétrique lui confère en effet des propriétés intéressantes pour réaliser des tripleurs et quintupleurs de fréquences.

Nous cherchons à réaliser un dispositif tripleur de fréquences qui présente à la fois une bande passante large (de l'ordre de 30 %) et de bonnes performances en rendement de conversion (10 %). Parmi les dispositifs déjà étudiés, aucun ne permet en l'état d'obtenir de telles performances. Ils privilégient de manière trop exclusive soit le rendement (cellule de Archer), soit la largeur de bande passante (lignes non linéaires). Les multiplicateurs quasi-optiques semblent quant à eux relativement incompatibles avec une technologie de type guide d'onde privilégiée aujourd'hui pour la réalisation de systèmes embarqués. Dans ce contexte, il a été nécessaire pour répondre aux spécifications contractuelles de l'ESA de rechercher une nouvelle structure capable de traiter simultanément les deux contraintes. C'est une technologie *finline* (ligne à ailette) qui a été retenue. Les motivations de ce choix et le détail de sa conception sont présentés dans le chapitre suivant.

Comme nous le verrons, une difficulté majeure est de réaliser l'adaptation d'impédance sur des intervalles de fréquence très larges. Les développements récents des milieux périodiques, et en particulier des métamatériaux, laissent imaginer la possibilité d'obtenir des fonctions électroniques délicates ou impossible à réaliser sur des supports de propagation homogènes. Dans cette optique, nous nous sommes intéressés au comportement des ondes électromagnétiques dans les métamatériaux. La seconde partie de ce manuscrit sera consacrée à leur présentation et à l'étude de la propagation main-gauche des ondes électromagnétiques sur des lignes structurées à des échelles sous longueur d'onde.





## CHAPITRE 2

### Tripleur de fréquences large bande en plan E

*Ce second chapitre est consacré à la conception d'un tripleur de fréquences large bande. Il est réalisé à partir de circuits insérés dans le plan E d'un guide d'onde métallique.*

*Après avoir justifié le choix de cette technologie, nous présentons le détail de la conception de ce tripleur. Celle-ci s'est faite par le biais de simulations électromagnétiques en éléments finis couplées à un code d'optimisation que nous avons développé. Elle exploite également des simulations de circuits par équilibrage harmonique.*

*Nous présentons ensuite les réalisations technologiques associées à ce dispositif, à savoir des circuits basse fréquence et le multiplicateur de fréquences complet. Les performances obtenues en régime grand signal sont également présentées.*

*Ce travail s'inscrit dans le double cadre de contrats avec le Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) et l'Agence Spatiale Européenne, en collaboration avec le Rutherford Appleton Laboratory (RAL) en Grande-Bretagne, l'Université de Chalmers en Suède.*

## 2.1 Choix de la technologie

### 2.1.1 Problématique large bande

Les contrats ESA et CNES sur les multiplicateurs HBV dans le cadre desquels se sont déroulés nos travaux visait notamment la réalisation d'un tripleur de fréquences sans élément d'adaptation d'impédance à ajuster après montage du composant. Les principales spécifications visées pour le tripleur de fréquences sont résumées TAB. 2.1.

FRÉQUENCE DE SORTIE	225-330 GHz
RENDEMENT	10 %
PUISSANCE DE SORTIE	10 mW
INTERFACES ENTRÉE/SORTIE	guides d'ondes métalliques

TAB. 2.1 – Spécifications visées pour le tripleur de fréquences large bande

Les performances attendues sont particulièrement élevées pour deux raisons :

- Le rendement est élevé : il se situe à l'état de l'art des performances des tripleurs HBV. Rappelons qu'avec une structure de type Archer des rendements de l'ordre de 10 % et 3 % ont été obtenus dans notre groupe respectivement à 250 GHz et 330 GHz (paragraphe 1.3.1).
- La largeur de bande instantanée - c'est à dire la bande passante obtenue sans aucune modification des circuits environnant le composant - est importante (30 %). Les lignes de transmission non linéaire ont permis d'atteindre ce résultat mais avec de faibles rendements (paragraphe 1.3.2).

Les lignes de transmission non linéaires peuvent sembler a priori les plus adaptées pour la réalisation de dispositifs large bande. Cependant la mise en parallèle d'un grand nombre de diodes, condition nécessaire à la réalisation de la ligne, a comme conséquence l'addition des résistances séries propres à chaque composant. M. Fernandez a démontré que le rendement global de la ligne de transmission est très sensible à la valeur de la résistance série des diodes [69]. En conséquence, l'utilisation d'une ligne de transmission non linéaire nous est apparue incompatible avec les performances de conversion attendues.

Les autres structures réalisables avec des interfaces en guides d'onde, contrairement à celles réalisées en structure ouverte, sont les cellules de Archer. A contrario des lignes non linéaires, cette technologie n'utilise qu'un seul composant, ce qui permet de minimiser la dégradation du rendement de conversion par

les pertes intrinsèques aux diodes. Les rendements élevés obtenus par ces structures démontrent leur intérêt de ce point de vue. Cependant, deux limitations doivent être traitées pour satisfaire les spécifications :

- la faible largeur de bande de la structure de propagation et de couplage de l'énergie à la diode,
- l'adaptation d'impédances à l'aide de court-circuits mobiles, introduisant des longueurs électriques.

Nous détaillons dans les paragraphes suivants ces limitations. Des simulations électromagnétiques en éléments finis nous permettront de mettre en évidence les difficultés relatives au support de propagation de l'énergie et au couplage de celle-ci au composant. Puis nous nous intéresserons au problème de l'adaptation d'impédance, à son caractère résonnant en cellule de Archer et aux solutions envisageables.

Nous présentons également les *circuits plan E*, de façon à mettre en avant leur intérêt dans ce contexte, que ce soit pour la conversion de modes ou le confinement de l'énergie au voisinage de la diode.

Enfin, nous justifions le choix de la structure de propagation que nous avons fait, à savoir la ligne à ailette unilatérale, ou *finline* unilatérale.

### Circuits d'accès

Dans la cellule Archer, la diode est placée sur une ligne microruban (FIG. 1.16). Le substrat métallisé sur une ou deux faces est ensuite inséré dans une gorge métallique. La section de cette gorge est relativement réduite de manière à isoler entre eux les guides d'onde d'entrée et de sortie. Puisque le substrat est très mince (quelques dizaines de micromètres) le mode propagé est celui d'un ligne microruban autour de laquelle on a placé des murs métalliques à faible distance : Les lignes de champ électrique se referment sur les parois de l'enceinte métallique mais l'énergie est principalement confinée dans le substrat. Ainsi il est possible de réaliser différents éléments de circuit de manière similaire à ce qui est fait sur les lignes microrubans. Il faut alors calculer précisément la permittivité effective et tenir compte d'éventuels effets de bords lorsque la largeur de métallisation est importante. Ces effets peuvent être décrits par les logiciels d'électromagnétisme exploitant la méthode des éléments finis. Classiquement, la fonction réalisée au sein de la gorge se limite à la réjection du signal d'harmonique supérieur généré par la diode.

En bout de ligne, il est nécessaire en entrée comme en sortie de réaliser la transition depuis ou vers les guides d'onde métalliques. La méthode utilisée

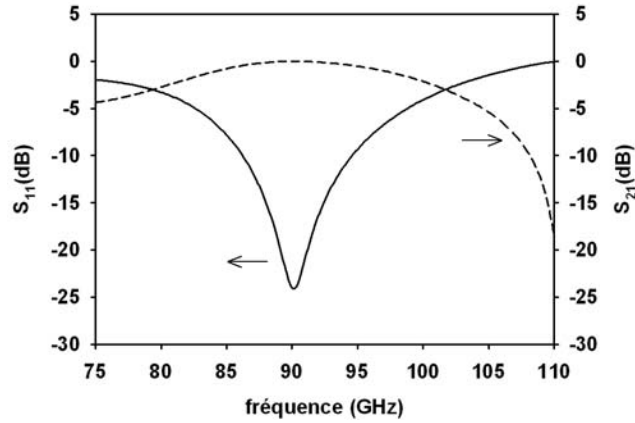


FIG. 2.1 – Paramètres S d’une transition guide d’onde WR10 - microruban ( $Z_c = 50\Omega$ ), après optimisation de la position des court-circuits. Le caractère résonnant de la transition ne permet pas son utilisation pour un dispositif large bande.

consiste à prolonger le substrat à l’intérieur du guide d’onde, de manière à créer un dipôle rayonnant. Ce dipôle est placé parallèlement au champ électrique, qui se propage selon le mode  $TE_{10}$  du guide d’onde. Les court-circuits mobiles *plan E* ferment les guides d’ondes et permettent d’ajuster l’impédance présentée à l’antenne. La réflexion en bout de guide et la distance au court-circuit permettent d’optimiser le couplage au circuit microruban.

Une première limitation en termes de largeur de bande peut être identifiée ici : ce couplage entre le guide d’onde et la ligne microruban peut être optimal sur un point de fréquence mais il sera fortement dégradé sur les 30 % de largeur de bande visés, à cause de la variation de la longueur d’onde guidée avec la fréquence du signal (FIG. 2.1).

Si les performances peuvent être améliorées en modifiant le dessin de la transition, il est nécessaire d’envisager une structure radicalement différente pour s’affranchir totalement de cette limitation. Pour être efficace, celle-ci ne doit pas exploiter l’installation d’une onde stationnaire comme moyen de couplage de l’énergie vers le circuit plaqué.

### Adaptation d’impédances

Les derniers éléments de la cellule de Archer que nous n’avons pas encore décrits sont les court-circuits *plan H*, situés perpendiculairement à l’axe des guides d’entrée et de sortie. A la manière d’un système à double stub comme ceux uti-

lisés en microondes, l'ajustement des court-circuits plan E et plan H permet de modifier l'impédance présentée dans le plan de l'antenne et par suite, à la diode elle-même. Le caractère très sélectif en fréquence de ce type d'adaptation est renforcé par la distance importante qui sépare le composant des éléments d'adaptation : à supposer que les impédances optimales à présenter au composant en entrée et en sortie soient très peu dépendantes de la fréquence (ce qui n'est pas le cas), la simple variation de longueur électrique d'un point de fréquence à l'autre ne permettrait pas de réaliser l'adaptation sur une gamme de fréquence importante. Une solution envisageable est de déplacer les éléments d'adaptation et de les placer *au plus près* du composant pour s'affranchir de cette dépendance fréquentielle.

La difficulté pour adapter notre dispositif provient de son caractère non-linéaire. Il faut à la fois réaliser l'adaptation du signal de pompe et de l'harmonique générée. Dans le cas de la cellule de Archer, l'isolation entrée / sortie réalisée grâce au filtre microruban et à la coupure basse du guide d'onde de sortie agit également sur les éléments d'adaptation, situés au delà des dispositifs de filtrage.

Si maintenant les éléments d'adaptation en entrée et en sortie sont juxtaposés de part et d'autre de la diode, ils vont jouer un rôle à la fois pour le signal de pompe et pour l'harmonique généré. En conséquence, l'adaptation en entrée ne peut être découplée de l'adaptation en sortie et les deux doivent être réalisées simultanément. Dans ce contexte, la simple exploitation de la théorie des filtres pour la définition des éléments d'adaptation, dans laquelle la diode serait vue comme une simple charge dont l'impédance est connue, est rendue difficilement exploitable.

Cependant, parallèlement à cette difficulté, l'analyse du dispositif non linéaire en termes de circuit est rendue possible par la technique de l'équilibrage harmonique. Cette méthode permet de prendre en compte simultanément les signaux de fréquences différentes en exploitant la transformée de Fourier des signaux temporels. Aussi, en couplant cette méthode aux outils numériques d'optimisation, il est possible de rechercher les valeurs d'impédance à présenter à la diode pour lesquels la puissance de sortie est maximale, en réalisant une analyse multifréquentielle du circuit.

Compte tenu de ces éléments, nous avons choisi de réaliser l'adaptation d'impédances au plus près de la diode. Si le traitement analytique du circuit est délicat, la méthode d'équilibrage harmonique, dont la mise en oeuvre est détaillée dans le paragraphe 2.3.2, permet quant à elle de dimensionner numériquement

les éléments d'adaptation.

### 2.1.2 Les circuits plan E

Les circuits plan E sont réalisés sur des substrats placés au milieu d'un guide d'onde métallique rectangulaire, dans le plan contenant le vecteur du champ électrique. Leur développement remonte au début des années 1970, lorsque des structures capables d'associer les composants issus de la microélectronique et les guides d'ondes métalliques à faibles pertes étaient recherchées. Ces circuits permettaient alors d'intégrer des diodes pour la réalisation d'atténuateurs ou de mélangeurs.

Dans la pratique, les principaux circuits en plan E développés sont réalisés avec des finline (paragraphe 2.1.3, FIG. 2.2). Ces lignes permettent de concentrer l'énergie électromagnétique à proximité de la fente séparant les ailettes métalliques. Un composant connecté de part et d'autre de la fente est donc soumis à une densité de puissance importante. En contrepartie, les lignes de courant sont très denses sur les bords des ailettes et l'énergie, par rapport à un mode de guide d'onde TE, se concentre davantage dans le substrat. Les pertes résistives et diélectriques sont donc plus importantes que dans un guide métallique. Comme nous le verrons, la structure uniaxiale de la ligne permet de concevoir des transitions guide d'onde - finline peu dépendantes en fréquence.

L'utilisation de ce type de circuit pour la réalisation de notre dispositif nécessite la résolution d'un certain nombre de problèmes. Tout d'abord il faut déterminer les caractéristiques de la ligne de transmission en fonction des paramètres géométriques de la structure. Ensuite, il faut dimensionner les transitions nécessaires au couplage de la ligne au guide d'onde. Enfin, il faut analyser les discontinuités sur la ligne qui permettront de réaliser des éléments localisés d'adaptation et de filtrage. Nous présentons dans les paragraphes suivants les principales approches détaillées dans la littérature pour ce traitement.

#### Caractéristiques de transmission

Il s'agit ici de déterminer la permittivité effective, les pertes et l'impédance caractéristique  $Z_c$  des lignes à ailettes, en fonction des dimensions du substrat et de ses caractéristiques électromagnétiques, de l'épaisseur et de la métallisation et de la taille de la fente. Notons que le mode propagé par les lignes à ailettes n'étant pas TEM, l'impédance caractéristique ne peut pas être déterminée de

manière unique. C'est la définition en tension qui est classiquement retenue, et dans ce cas :

$$Z_c = \frac{V^2}{2P} \quad (2.1)$$

où  $V$  est la tension maximale entre deux ailettes, et  $P$  est la puissance électromagnétique dans le plan transverse à la direction de propagation.

La plupart des publications sur ce sujet datent des années 1980. Les formules approchées qui sont aujourd'hui utilisées aux fréquences centimétriques sont basées sur ces résultats. Les principales méthodes analytiques utilisées alors sont les suivantes [77, 78] :

- Résonance transverse [79, 80] : la structure étudiée dans ce cas est un guide d'onde chargé par une ligne à ailette de longueur  $\lambda_g/2$  où  $\lambda_g$  est la longueur d'onde guidée dans la ligne à ailette. La structure revient alors à un guide chargé par un iris capacitif. Elle est analysée ensuite en termes de modes de guide d'onde se propageant perpendiculairement au plan des ailettes. Cette méthode est limitée à des fentes étroites.
- Domaine spectral [81, 82] : les composantes de champ sont ici exprimées grâce à des potentiels scalaires. L'équation d'onde scalaire obtenue grâce à cette représentation est portée dans le domaine spectral par la transformation de Fourier. L'équation à résoudre se limite alors à une simple équation différentielle au lieu d'une équation différentielle partielle du second ordre. Cette méthode ne comporte pas de restriction sur les dimensions de la fente et permet donc de traiter plus de configurations que la précédente.
- Matrices de ligne de transmission [83] : Cette méthode simule la propagation d'une onde dans le domaine temporel. Elle utilise le principe de Huygens, qui suppose qu'un front d'onde est constitué de sources secondaires, rayonnant chacune une onde sphérique. L'enveloppe de ces ondes définit le front d'onde consécutif, dans la direction de propagation. A partir de ce principe, il est possible de modéliser la propagation des champs électromagnétiques dans la structure, et de déterminer pour chaque noeud de discrétisation la matrice reliant les tensions réfléchies à l'instant  $t_0 + \Delta t$  en fonction des tensions incidentes à l'instant  $t_0$ .

Les méthodes présentées précédemment sont précises mais requièrent un effort analytique important et un traitement numérique parfois lourd. Une approche simplificatrice pour l'exploitation des résultats a consisté à décrire ces résultats numériques par des expressions analytiques. P. Pramanick et P. Bhartia sont les auteurs qui ont le plus contribué en ce sens [84, 85, 86] et leurs

travaux sont aujourd'hui exploités dans les modèles de lignes finline des logiciels commerciaux comme ADS (*Advanced Design System*) de la société *Agilent*.

Le circuit que nous voulons réaliser doit fonctionner jusqu'à 330 GHz. A notre connaissance, aucun résultat n'est disponible pour ces valeurs élevées de fréquences, les dimensions correspondantes et les matériaux utilisés. Par conséquent, il est nécessaire de réaliser une étude spécifique de notre structure de propagation.

### Transitions guide d'onde - ligne à ailette

Selon les applications, il est nécessaire de réaliser des transitions vers le guide d'onde ou entre les différentes configurations. Réaliser une transition consiste à définir une fonction décrivant les variations de la dimension des rubans ou de la fente le long de l'axe de propagation. Les paramètres à optimiser sont dans ce cas les pertes par insertion et la longueur de cette transition qui doivent être les plus faibles possibles.

Plusieurs méthodes ont été proposées pour le traitement de ce problème. Les premières sont analytiques :

- Circuit équivalent : Le coefficient de réflexion de la transition peut être calculé grâce à une représentation sous la forme d'un circuit équivalent de la transition [87]. Celle-ci est découpée en petits éléments de longueurs  $dl$ , et l'impédance caractéristique ainsi que la constante de propagation sont supposées constantes sur cette longueur. Le déphasage lors de la propagation sur l'élément de ligne peut être calculé ainsi que la réflexion à l'interface de deux éléments consécutifs d'impédances caractéristiques différentes. Par intégration il est alors possible de déterminer la réflexion globale de la transition.
- Fréquence de coupure : La méthode proposée par J. H. Hinken contourne le problème des différentes définitions possibles de l'impédance caractéristique [88]. Le coefficient de réflexion local est calculé en fonction de la fréquence de coupure également locale.

D'autres concernent la structuration du substrat. Le principe est de prolonger celui-ci au-delà des ailettes de la ligne, de manière à minimiser les réflexions à l'interface entre le guide d'onde et le circuit plan E. C. J. Verver a particulièrement développé ces aspects [89]. Il a montré que la réalisation d'encoches rectangulaires dans le substrat pouvait globalement améliorer les pertes par insertion des transitions de 5 dB.



Pour réaliser les transitions dont nous avons besoin dans le cadre de nos travaux, nous nous sommes basés sur la première méthode, qui était la plus simple dès lors que les valeurs d'impédance caractéristique et de constante de propagation sont connues en fonction de la fréquence et des dimensions des ailettes. Nous développerons la méthode utilisée dans le paragraphe 2.2.1.

### Discontinuités, éléments de filtrage et d'adaptation

Les discontinuités sur une ligne de transmission sont indispensables pour la réalisation de fonctions électroniques. Les plus courantes sont réalisées par des ruptures abruptes des dimensions de la fente, créant des iris capacitifs ou des encoches inductives. Les ailettes peuvent également être connectées pour réaliser des éléments inductifs en court-circuit entre les ailettes. La métallisation locale de la face arrière permet enfin d'augmenter la capacité linéique. Pour la réalisation de résonateurs, des motifs rectangulaires sont gravés sur le substrat entièrement métallisé. L'étude des discontinuités a été menée parallèlement à celle des paramètres de transmission des lignes à ailette. Elle s'est faite notamment grâce à l'analyse modale [90, 91], à l'analyse en résonance transverse [92] ou encore de manière empirique [93].

Une fois les discontinuités décrites, elles peuvent être associées pour réaliser des fonctions de filtrage ou des réseaux d'adaptation. La méthode la plus utilisée consiste à cascader les différents éléments représentés par leurs paramètres de réflexion et de transmission et de réaliser une optimisation sur les dimensions des éléments pour atteindre les performances souhaitées. Pour une description précise des interactions entre éléments, les modes d'ordre supérieur (jusqu'à l'ordre 3 en général) sont pris en compte. De cette manière de nombreux filtres passe-bas [94] et passe-bande [95], même dans des développements récents [96], ont été réalisés.

Dans la méthode de F. Arndt par exemple [97], la structure est découpée en guides d'onde entre lesquels les paramètres de couplage doivent être déterminés.

### 2.1.3 Choix du support de propagation

Nous devons faire le choix de la ligne parmi les différentes configurations réalisables en finline, représentées FIG. 2.2.

- Finline unilatérale : c'est la topologie la plus simple. Elle permet l'intégration en parallèle du composant, selon la ligne de champ électrique maximal.

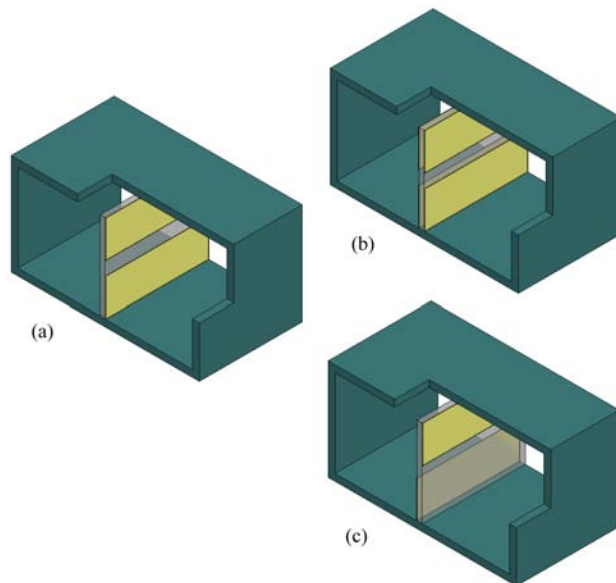


FIG. 2.2 – Les différentes configuration finline. Pour la finline unilatérale, seule la face avant du substrat est métallisée (a), alors que la métallisation se fait de manière symétrique en face arrière pour la configuration bilatérale (b). En finline antipodale, un seul ruban métallique par face est réalisé (c).

Pour concevoir la transition, le problème peut se ramener à une transformation d'impédances, l'adaptation de mode se faisant naturellement. La réalisation du circuit est également simplifiée puisque la métallisation se limite à la face avant. Cependant des valeurs d'impédance caractéristique inférieurs à 100 Ohms sont difficilement réalisables, ce qui peut dégrader le transfert de puissance vers le composant, à faible impédance réelle.

- Finline bilatérale : cette topologie est très similaire à la version unilatérale. La métallisation de la face avant est reproduite en face arrière. Les pertes de transmission sont moins élevées que pour la finline unilatérale mais pour conserver la symétrie de la structure, il est nécessaire de placer un composant sur chaque face.
- Finline antipodale : cette configuration permet uniquement une connection en série du composant, puisque pour le connecter en parallèle, il faudrait pouvoir le relier électriquement au plan de masse, situé en face arrière du substrat. L'impédance caractéristique peut être abaissée jusqu'à 10 Ohms environ [78]. La hauteur des ailettes peut être réduite de manière à ce que, dans un plan de section droite, elles ne soient plus en contact avec le guide d'onde. Le support de propagation s'apparente alors à une ligne microruban blindée, et offre davantage de souplesse pour la réalisation de discontinuités (il est par exemple possible de réaliser une capacité en série). Cependant, les transitions à réaliser depuis le guide d'onde sont délicates à dimensionner, notamment en raison de l'apparition de résonances transverses [98].

A partir de ces éléments, nous avons choisi d'opter pour une finline unilatérale. Du point de vue technologique, elle est la plus facile à réaliser car une seule face est utilisée. Le mode propagé permet de confiner le champ électrique sur la diode qui est connectée de part et d'autre de la fente. Enfin la conception de transition vers le guide d'onde est plus simple que dans le cas antipodal.

Depuis les principaux travaux sur les finlines présentés précédemment, les progrès des outils numériques ont rendu possible le développement de méthodes de calcul nécessitant des ressources informatiques importantes. La résolution des équations de Maxwell en éléments finis par exemple est aujourd'hui accessible par l'intermédiaire de logiciels commerciaux.

Dans le cadre de notre étude, compte tenu des bandes de fréquences visées, il n'est pas possible d'utiliser des modèles existants. Nous avons donc réalisé l'ensemble des simulations électromagnétiques grâce au logiciel HFSS de la société Ansoft. Nous détaillons maintenant la structure finline que nous avons utilisée.

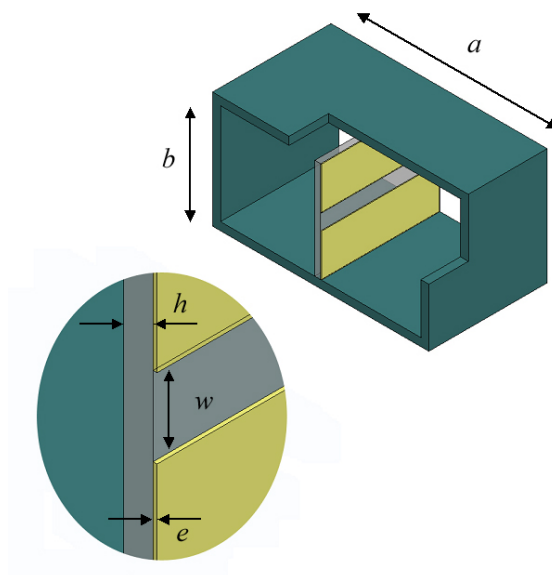


FIG. 2.3 – Dimensions caractéristiques d'une finline unilatérale.

### Paramètres géométriques et matériaux

Les dimensions caractéristiques sont les suivantes (FIG. 2.3) :

- $a$  et  $b$  : les dimensions du guide d'onde.
- $h$  : l'épaisseur du substrat.
- $e$  : l'épaisseur de métallisation.
- $w$  : la distance entre les ailettes.

Le matériau utilisé pour la réalisation du substrat est du quartz (en réalité de la silice fondue). Son intérêt est de présenter une permittivité relative faible ( $\epsilon_r = 3,78$ ) et des pertes réduites ( $\tan \delta < 10^{-4}$  aux fréquences millimétriques). Pour limiter au maximum la propagation de l'énergie dans le substrat, il est aminci à  $75 \mu\text{m}$ .

La métallisation est réalisée par évaporation. Sur quartz, il est possible, par l'intermédiaire d'une couche d'accrochage en Titane de  $1000 \text{ \AA}$  de déposer de l'or. L'épaisseur de peau dans l'or aux fréquences considérées étant relativement faible ( $0,250 \mu\text{m}$  à  $100 \text{ GHz}$ ), nous nous sommes limités à une épaisseur totale  $e$  de  $0,5 \mu\text{m}$ .

Le système global doit présenter en entrée un guide WR10 (section :  $2,54 \text{ mm} \times 1,27 \text{ mm}$ ), monomode en bande W ( $75\text{-}110 \text{ GHz}$ ) et en sortie un guide

WR3 (section : 0,864 mm × 0,432 mm), monomode en bande R (225-330 GHz). Cependant, pour simplifier la réalisation du circuit à insérer dans la cellule de multiplication, la hauteur du guide d'entrée est préalablement réduite à celle du guide de sortie, par l'intermédiaire d'une transition linéaire (paragraphe 2.4.3). Ce redimensionnement n'affecte pas la fréquence de coupure du guide, qui reste monomode dans le même intervalle. Les transitions vers la finline sont réalisées à partir de ce guide WR10 réduit et du guide WR3.

### Paramètres de propagation

Il est possible, sous HFSS, par la résolution 2D des équations de Maxwell dans les ports d'injection, de calculer la constante de propagation  $\gamma = \alpha + j\beta$  et l'impédance caractéristique  $Z_c$ , définie en tension dans notre cas. Le mode de propagation TE associé à la finline unilatérale est illustré FIG. 2.4, dans le cas du guide WR3. La figure met clairement en évidence la concentration du champ électrique à proximité de la fente. Les lignes de champ électrique sont contenues dans le plan transverse à l'axe de propagation (mode TE). La faible permittivité du substrat permet de conserver une propagation dans l'air, ce qui contribue à réduire les pertes. A condition que la fente soit petite devant les dimensions du guide, l'influence des parois métalliques est du second ordre sur la configuration des champs.

Connaissant les dimensions principales et les matériaux constitutifs, nous avons calculé les paramètres de la ligne en fonction de la fréquence et de la taille de la fente, pour les deux guides d'ondes (FIG. 2.5 à 2.8). Globalement, l'évolution de ces paramètres est plus marquée lorsque la fente est de taille réduite, c'est à dire lorsque le mode de propagation est plus fortement déterminé par les rubans métalliques plutôt que par le guide d'onde. La largeur de la fente est de 10  $\mu\text{m}$ , là où est reportée la diode, de manière à avoir une impédance caractéristique basse tout en conservant un niveau de pertes faible. Cette ensemble de résultats sur les paramètres de propagation en fonction de la fréquence et de la largeur de la fente constitue les données de base pour la conception du dispositif complet.

## 2.2 Conception des fonctions électromagnétiques

Nous avons à ce stade déterminé notre structure de base, c'est à dire la finline unilatérale décrite précédemment. Pour concevoir le tripleur dans son ensemble, trois grandes fonctions doivent être réalisées :

- Le couplage de la finline aux guides d'onde d'entrée et de sortie

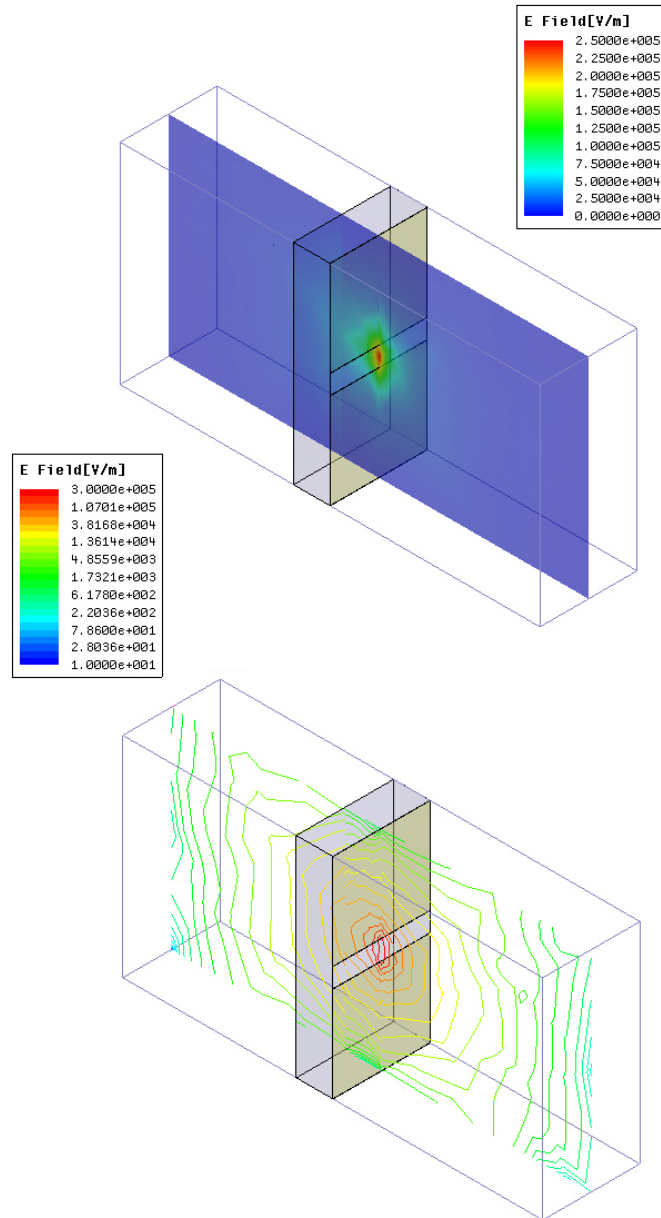


FIG. 2.4 – Mode TE dans une finline unilatérale sur quartz (guide d'onde WR3). Dimensions :  $a = 0,864$  mm ;  $b = 0,432$  mm ;  $h = 0,075$  mm ;  $e = 0,5$   $\mu\text{m}$  ;  $w = 0,040$  mm.

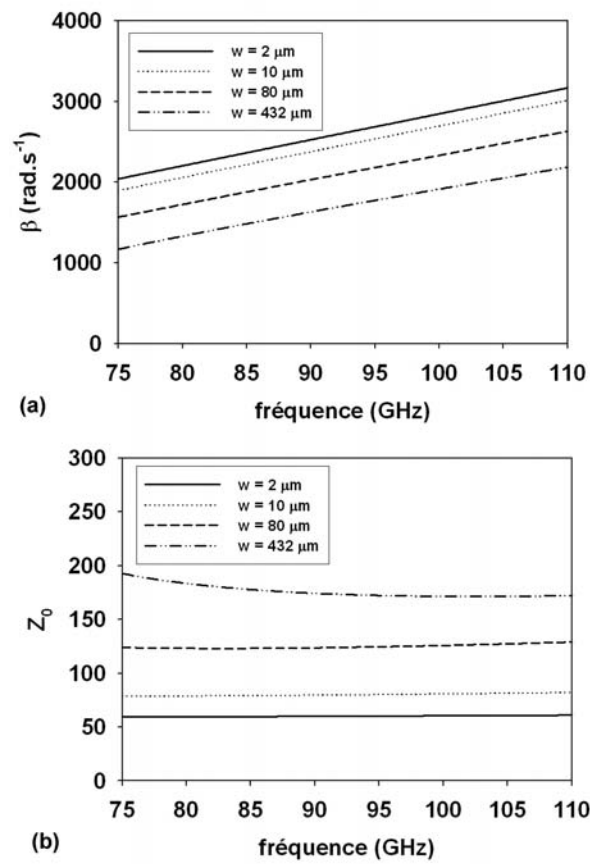


FIG. 2.5 – Constante de propagation (a) et impédance caractéristique (b) de la finline unilatérale en guide WR10 réduit en fonction de la fréquence.

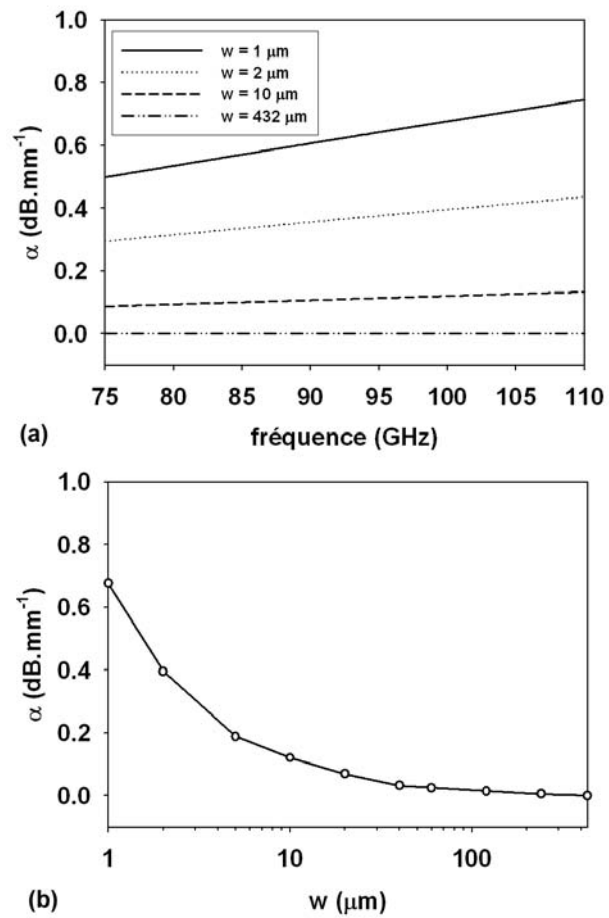


FIG. 2.6 – Pertes en fonction de la fréquence (a) et de la largeur de la fente à 100 GHz (d) de la finline unilatérale en guide WR10 réduit.



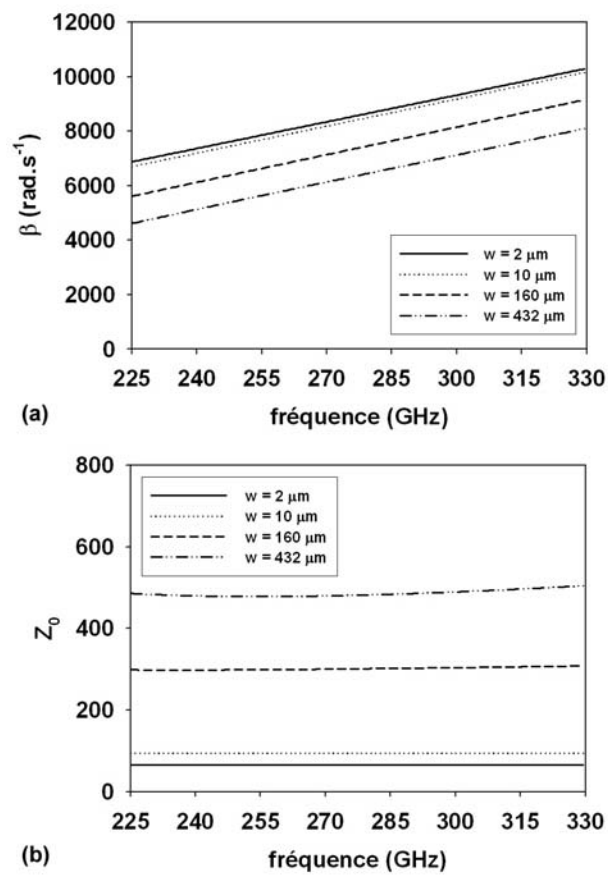
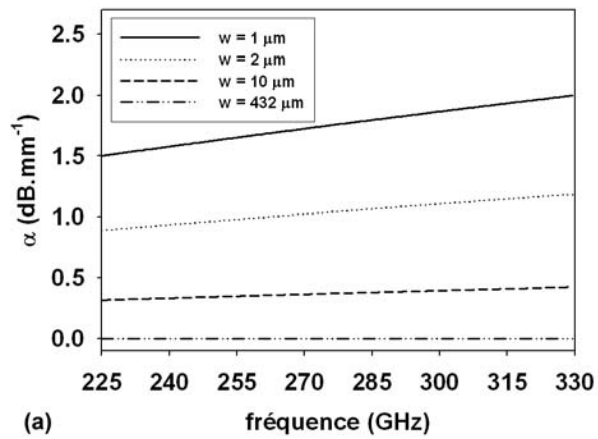
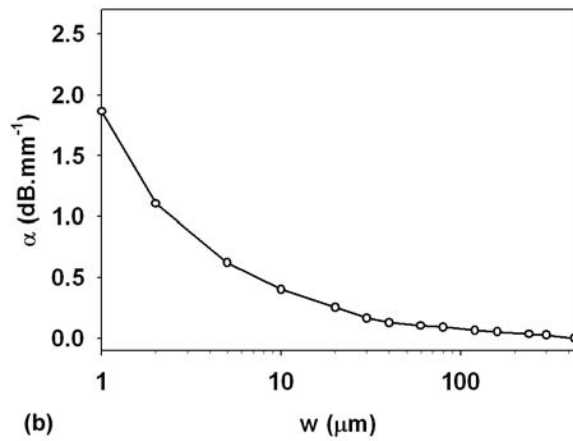


FIG. 2.7 – Constante de propagation (a) et impédance caractéristique (b) de la finline unilatérale en guide WR3 en fonction de la fréquence.



(a)



(b)

FIG. 2.8 – Pertes en fonction de la fréquence (a) et de la largeur de la fente à 300 GHz (d) de la finline unilatérale en guide WR3.

- Le filtrage des différents signaux, pour réaliser l'isolation entrée / sortie.
- L'adaptation d'impédance, pour optimiser le rendement de conversion.

Nous décrivons ces différentes étapes de conception dans les paragraphes suivants.

### 2.2.1 Conversion de modes

Il s'agit ici de concevoir une transition présentant un faible coefficient de réflexion en entrée ( $< -20$  dB) sur une largeur de bande de 30 %. Cet élément convertit le mode  $TE_{10}$  du guide d'onde au mode TE de la finline. Classiquement, le profil des transitions utilisées décrit une courbe de type exponentiel, parabolique ou sinusoïdal [77]. Cependant, ce type de transition ne permet pas d'atteindre les performances visées pour une longueur de transition inférieure à  $\lambda$ . Une solution possible est d'avoir recours à l'optimisation.

Le coefficient de réflexion complexe  $\Gamma$  à l'entrée d'une transition de longueur  $L$  sur une ligne non TEM sans pertes peut être calculé de la manière suivante [99] :

$$\Gamma = - \int_0^L \rho(z) e^{-2j\theta(z)} dz \quad (2.2)$$

$$\text{avec } \rho(z) = -\frac{1}{2} \frac{d}{dz} \ln [Z_0(z)] \quad (2.3)$$

$$\text{et } \theta(z) = \int_0^z \beta(u) du \quad (2.4)$$

où  $Z_0$  est l'impédance caractéristique,  $\beta$  la constante de propagation, toutes deux variables le long de la ligne, et  $\rho$  le coefficient de réflexion local.

C. A. W. Vale a proposé une méthode basée sur une représentation vectorielle de cette relation [100]. La quantité  $v(z) = \rho(z) e^{-2j\theta(z)}$  représente un vecteur et  $\Gamma$  est la somme le long de la transition de l'ensemble de ces vecteurs. Si on cherche à minimiser  $\Gamma = |\Gamma|$ , il suffit alors de minimiser l'amplitude des vecteurs dont la phase est égale à celle de  $\Gamma$  et d'augmenter l'amplitude de ceux dont la phase est opposée.

Les variations d'impédance caractéristique sont reliées à celles de la largeur de la fente. Supposons que  $w$  est la fonction représentant l'évolution de la largeur de la fente. Pour augmenter le module d'un vecteur en un point de la transition, donc créer localement une réflexion plus importante, il faut rendre plus abrupte les variations de  $w$ . De manière similaire, pour diminuer le rôle d'un vecteur il faut réduire localement la dérivée de  $w$ .

La modification de la dérivée du profil de la transition entre deux étapes successives d'optimisation  $n$  et  $n + 1$  peut être réalisée de la manière suivante :

$$\frac{d}{dz}w(z)_{n+1} = \frac{d}{dz}w(z)_n - k R \cos(\theta(z) - \Theta) \quad (2.5)$$

où  $k$  est une constante positive qui permet d'ajuster l'amplitude de la correction apportée,  $R$  une valeur aléatoire comprise entre 0 et 1 qui facilite la convergence,  $\theta$  la phase du coefficient de réflexion local et  $\Theta$  la phase de  $\Gamma$ . Grâce au cosinus, l'amplitude du vecteur  $v$  est réduite lorsque celui-ci est en phase avec le coefficient de réflexion global, et augmentée lorsqu'ils sont en opposition de phase.

Pour exploiter cette méthode numériquement, nous avons utilisé une représentation en schéma équivalent de la transition (FIG. 2.9) : nous supposons que deux points de discrétisation sont séparés par un petit tronçon de ligne de transmission uniforme, de longueur  $dl$ . La matrice chaîne  $L_i$  de cet élément en notation réduite s'écrit alors :

$$L_i = \begin{bmatrix} \cos(\beta_i dl) & j Z_{0_i} \sin(\beta_i dl) \\ j \sin(\beta_i dl)/Z_{0_i} & \cos(\beta_i dl) \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

où  $i$  représente l'indice de discrétisation. La discontinuité à l'interface entre deux tronçons de ligne consécutifs est décrite par la matrice chaîne  $D_i$  :

$$D_i = \begin{bmatrix} \sqrt{\frac{Z_{0_{i+1}}}{Z_{0_i}}} & 0 \\ 0 & \sqrt{\frac{Z_{0_i}}{Z_{0_{i+1}}}} \end{bmatrix} \quad (2.7)$$

En supposant que la transition est discrétisée sur  $N$  points, la transition totale est représentée par la matrice  $T$  :

$$T = \prod_{i=1}^{N-1} (L_i D_i) L_N \quad (2.8)$$

qui peut facilement être transformée en matrice  $S$ , dont le paramètre  $S_{11}$  donne le coefficient de réflexion de la transition.

L'avantage de cette représentation est de pouvoir ajouter facilement une matrice supplémentaire en bout de chaîne qui représente une charge placée à l'extrémité de la transition. Dans le cas de la transition guide d'onde - finline, des réflexions peuvent apparaître à l'interface entre l'air et le substrat. Pour minimiser les discontinuités, la métallisation des ailettes est décalée par rapport

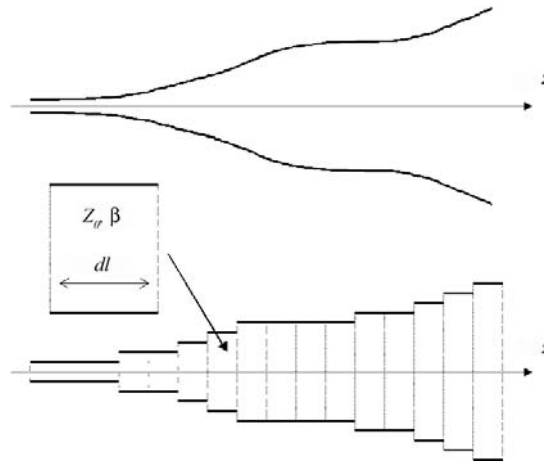


FIG. 2.9 – Représentation de la transition en schéma équivalent. Chaque tronçon de ligne de longueur  $dl$  est caractérisé par sa constante de propagation et son impédance caractéristique.

à cette interface. La représentation en matrice chaîne permet alors d'inclure dans le processus d'optimisation cette longueur de substrat non métallisé et l'interface air - diélectrique.

Des simulations électromagnétiques 2D systématiques sont réalisées pour connaître les paramètres  $\beta$  et  $Z_0$  en fonction de la fréquence et de  $w$ . Un algorithme est ensuite mis en place pour réaliser l'optimisation. Les principales étapes sont les suivantes :

1. Calcul du coefficient de réflexion à l'entrée ( $\Gamma$ ) en fonction de la fréquence à partir du profil de la transition.
2. Recherche du point de fréquence pour lequel  $|\Gamma|$  est maximal.
3. Modification du profil grâce à l'équation 2.5.

La convergence est atteinte lorsque  $\Gamma$  est inférieur à une valeur donnée, correspondant à un coefficient de réflexion acceptable (de l'ordre de -20 dB). Cette méthode nous a permis de réaliser des transitions guide d'onde - finline présentant de meilleurs performances (FIG. 2.10 et 2.11) que les transitions exponentielles classiquement utilisées.

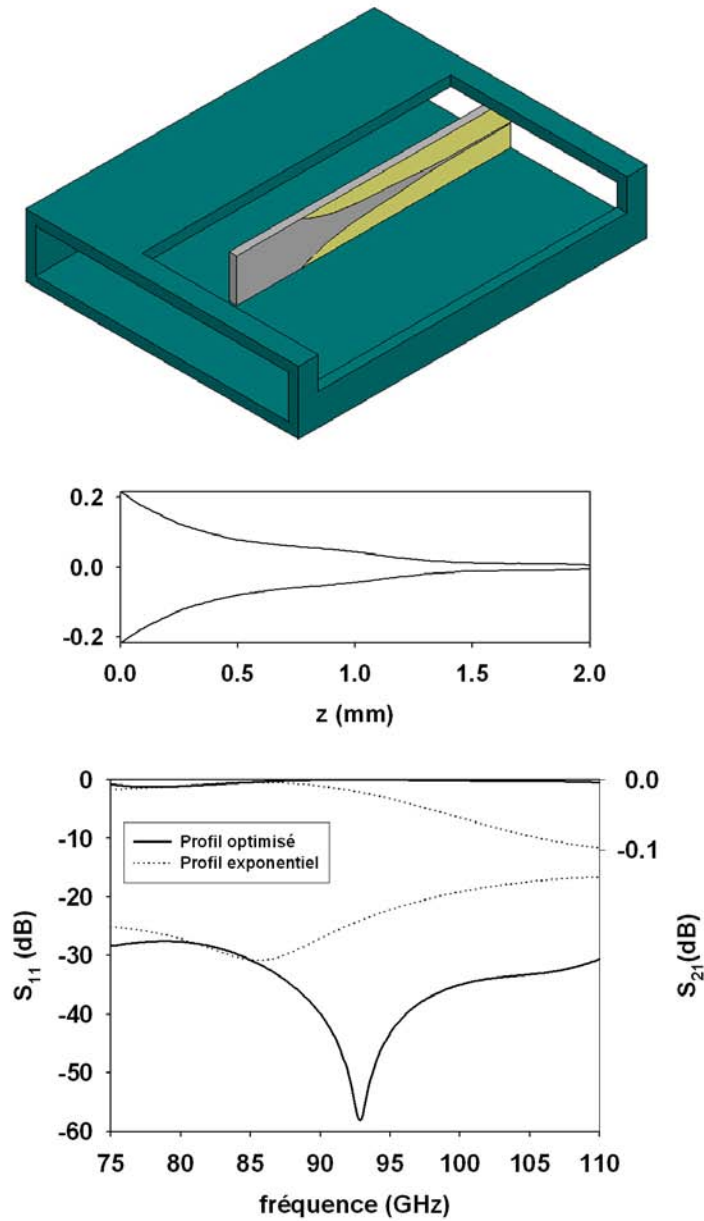


FIG. 2.10 – Exemple de transition guide d'onde WR10 réduit - finline : schéma 3D, profil de la transition et paramètres S calculés en éléments finis. Les performances de la transition optimisée sont comparées à celle d'une transition exponentielle de même longueur.

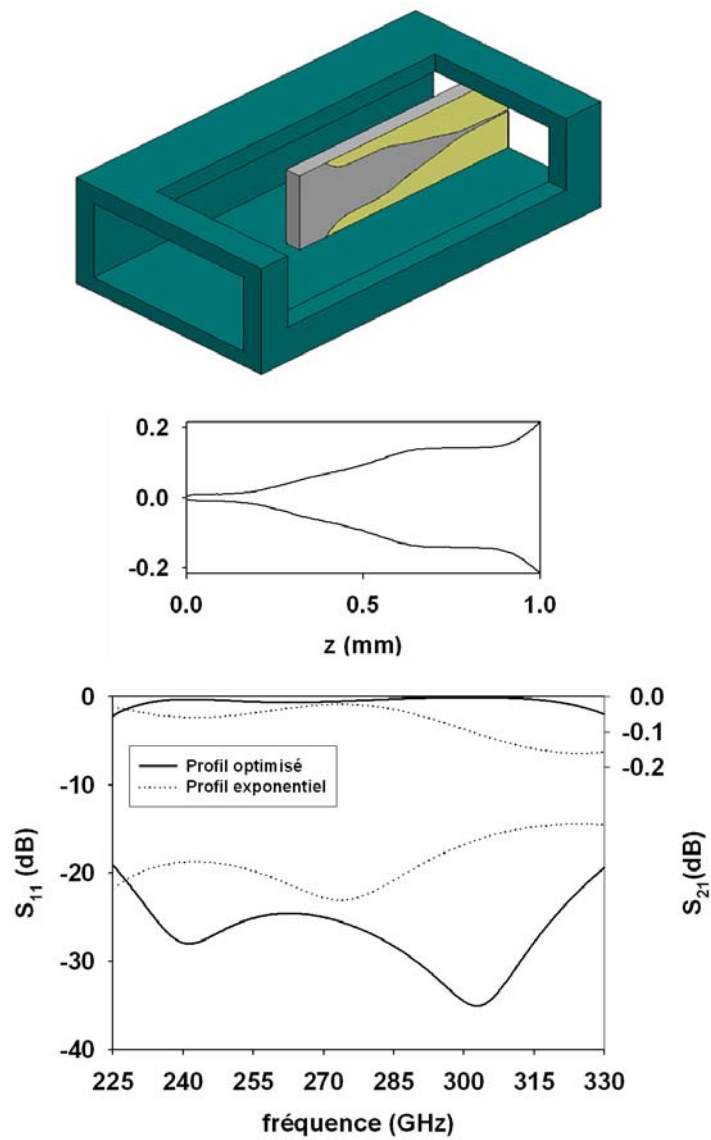


FIG. 2.11 – Exemple de transition guide d’onde WR3 - finline : schéma 3D, profil de la transition et paramètres S calculés en éléments finis. Les performances de la transition optimisée sont comparées à celle d’une transition exponentielle de même longueur.

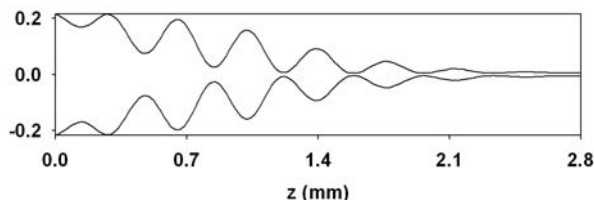


FIG. 2.12 – Profil de la transition filtrante. Sa longueur totale est de 2,8 mm, soit 7,5 périodes du motif sinusoïdal superposé. L’optimisation du nombre de période a été réalisée par des simulations en éléments finis, de manière à obtenir des performances de filtrage satisfaisantes (FIG. 2.14).

### 2.2.2 Filtrage fréquentiel et modes supérieurs

En sortie du dispositif, le signal de pompe est réfléchi vers la diode par l’intermédiaire de la coupure basse de la structure de propagation. Pour éviter que le signal triplé ne se propage vers l’entrée, il est nécessaire de concevoir un filtre passe-bas qui sera placé immédiatement après la transition guide d’onde - fin-line. Ce filtre doit permettre la transmission du signal de pompe mais rejeter l’harmonique supérieur généré par la diode.

Revenons sur l’équation 2.2. Supposons que le profil de la transition présente des variations abruptes de  $w$  périodiquement espacées d’une distance  $d$ . Le coefficient de réflexion local  $\rho$  va dans ce cas présenter des pics de période identique. Pour la longueur d’onde adaptée (telle que  $d = \lambda_{\text{rejetée}}/2$ ), ces pics vont s’additionner de manière constructive pour créer en entrée de la transition une forte réjection. Il s’agit pour nous de filtrer la gamme des fréquences triplées. Cette fonction peut être réalisée en choisissant  $d$  de telle sorte que  $\lambda_{\text{rejetée}}$  soit au milieu de la bande 225 - 330 GHz. Pour les fréquences plus basses, l’interférence n’est pas constructive et il n’y a pas d’effet de filtrage.

Sur la base de ce principe, nous avons superposé au profil d’une transition optimisée une fonction sinusoïdale, dont la période  $d$  est de  $375 \mu\text{m}$ , afin de réaliser une transition filtrante (FIG. 2.12). L’utilisation d’un tel motif permet de conserver une transition qui ne soit pas abrupte, ce qui limite la dégradation des performances en bande-passante.

Un second point à prendre en compte pour la réalisation du filtre concerne les modes d’ordre supérieur. Rappelons que la structure est uniaxiale, par conséquent, il est nécessaire de réaliser une transition entre les deux sections de guide d’onde. Celle-ci doit être judicieusement dimensionnée, de manière à éviter la propagation du signal généré selon des modes d’ordre supérieur.



Cette transition est réalisée en deux temps : d'abord sur la hauteur puis sur la largeur du guide. Cela permet de simplifier l'usinage de la cellule et la fabrication du circuit.

Comme nous l'avons vu précédemment, la hauteur du guide d'entrée est d'abord réduite à celle du guide de sortie, avant de réaliser la transition vers la finline. Ensuite la réduction de la largeur du guide est soigneusement dimensionnée, relativement au filtre. En effet, dans un guide métallique de largeur 2,54 mm (celle du guide WR10), la finline est multimode pour la bande R. Plus précisément, il est possible de se propager dans cette structure selon les modes  $TE_{20}$  et  $TE_{30}$  du guide. De plus, le motif de filtrage peut favoriser l'excitation de modes supérieurs. Donc si la transition est trop abrupte, l'énergie se propage sur les modes supérieurs sans être filtrée. A contrario, si la transition est trop lente, c'est la fonction passante de la transition filtrante qui est perturbée : une largeur trop faible du guide peut décaler la fréquence de coupure basse de la finline vers le haut et empêcher la propagation en bord de bande passante. Il s'agit donc de réaliser un compromis entre les performances en bande passante et en bande rejetée. Différentes configurations, correspondant à plusieurs longueurs  $L$  de transition, sont représentées FIG. 2.13.

Les paramètres S des transitions filtrantes sont présentés FIG. 2.14 pour différentes longueur de transition. Pour  $L = 0$  mm, le mode  $TE_{10}$  est filtré mais le mode  $TE_{30}$  est fortement excité. Pour  $L = 1,4$  mm, la conversion vers les modes  $TE_{20}$  et  $TE_{30}$  est même favorisée. Pour  $L = 2,8$  mm, le filtrage est réalisé avant que le mode  $TE_{30}$  ne puisse être excité. Ce phénomène est moins marqué vers les hautes fréquences, puisque la diminution de la longueur d'onde transverse rend le cornet moins efficace. Pour les trois configurations, la conversion vers le mode  $TE_{20}$  est faible. Ce mode possède un noeud dans le plan E, ce qui le rend moins sensible à l'excitation par le mode TE de la finline.

Nous présentons FIG. 2.15 les paramètres S de ces trois configurations en bande W. Le niveau moyen de transmission est légèrement dégradé lorsqu'on passe de  $L = 0$  mm à  $L = 1,4$  mm puis à  $L = 2,8$  mm.

Pour illustrer le filtrage des modes supérieurs, nous avons représenté l'amplitude du champ électrique sur le bord du cornet pour  $L = 1,4$  mm et  $L = 2,8$  mm (FIG. 2.16). Dans le premier cas, la longueur du cornet est insuffisante pour empêcher la génération du mode  $TE_{30}$ . La conversion vers ce mode est alors de -15 dB. Dans le second cas, la conversion vers les modes supérieurs est inférieure à -30 dB (FIG. 2.14).

Ces résultats nous permettent de choisir la dimension  $L$  qui permet d'obtenir les meilleures performances, à savoir 2,8 mm. Pour illustrer le fonctionnement de cette structure dans les deux gammes de fréquences, nous présentons FIG. 2.17

l'amplitude du champ électrique à proximité de la fente. En bande passante, le champ électrique subit des effets de pointes à cause du motif sinusoïdal mais suit le profil moyen de la transition. En bande coupée, le champ électrique s'accumule sur les flancs du sinus, ce qui témoigne de la réflexion locale de l'onde incidente.

Au terme de ce processus d'optimisation, réalisé par des simulations 3D en éléments finis, nous obtenons une transition filtrante insérée dans une enceinte en forme de cornet de longueur  $L = 2,8$  mm. Les performances de ce premier élément de la cellule sont satisfaisantes : les pertes par insertion sont inférieures à 0,2 dB en bande passante et la réjection en bande filtrée atteint -20 dB pour les trois modes susceptibles d'être excités dans la structure [101].

### 2.2.3 Synthèse d'impédances

Comme nous le verrons dans le paragraphe 2.3.2, l'adaptation est réalisée grâce à de simples éléments localisés. Il est donc nécessaire de disposer de ces éléments, dont les valeurs seront données par les résultats d'équilibrage harmonique.

En finline unilatérale, plusieurs éléments réactifs de circuit peuvent être synthétisés, à partir de discontinuités (FIG. 2.18) :

- L'iris capacitif : un resserrement de la fente crée localement une augmentation de la capacité linéique. Cette discontinuité peut être modélisée au premier ordre par une capacité en parallèle.
- L'encoche inductive : les lignes de courant doivent contourner la discontinuité, ce qui ralentit le déplacement des charges. En première approximation et en négligeant les effets de bords, cet élément est modélisé par une inductance en série.
- Le fil mince : si les ailettes sont connectées par un fil mince, des lignes de courant fortement resserrées peuvent s'y établir. Dans ce cas l'élément équivalent est une inductance en parallèle.
- La capacité en face arrière : la métallisation de la face arrière permet d'augmenter localement la capacité entre les rubans métalliques. Cette capacité peut être vue comme un petit tronçon de finline bilatérale.

Chacun de ces éléments est simulé en éléments finis. Grâce aux paramètres obtenus et ramenés dans le plan de la discontinuité, il est possible de connaître l'élément selfique ou capacitif correspondant.

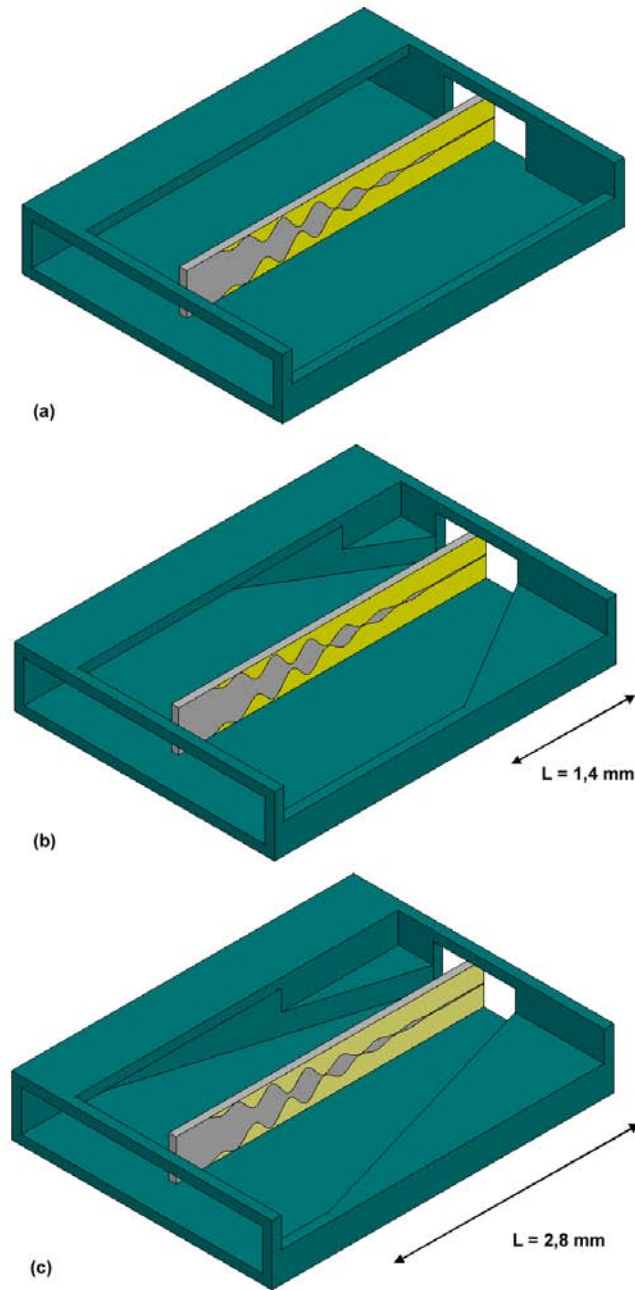


FIG. 2.13 – Schéma 3D de la transition filtrante, pour différentes longueurs  $L$  de cornet.

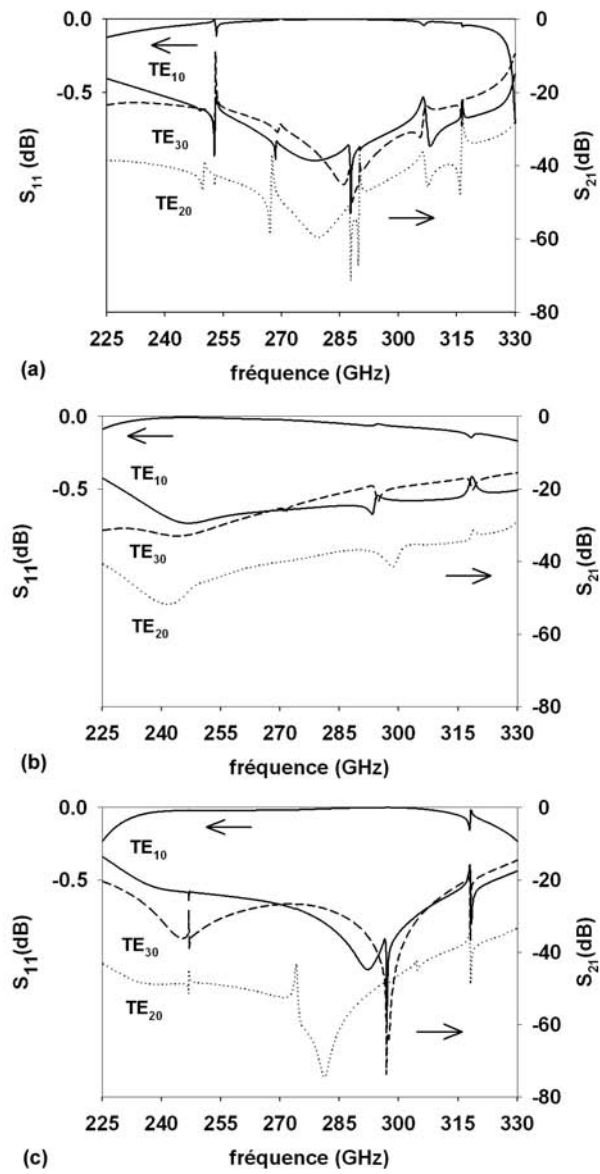


FIG. 2.14 – Paramètres S des transitions filtrantes (sans pertes), représentées FIG. 2.13, en bande R pour les trois longueurs de transitions :  $L = 0$  mm (a),  $L = 1,4$  mm (b) et  $L = 2,8$  mm (c).

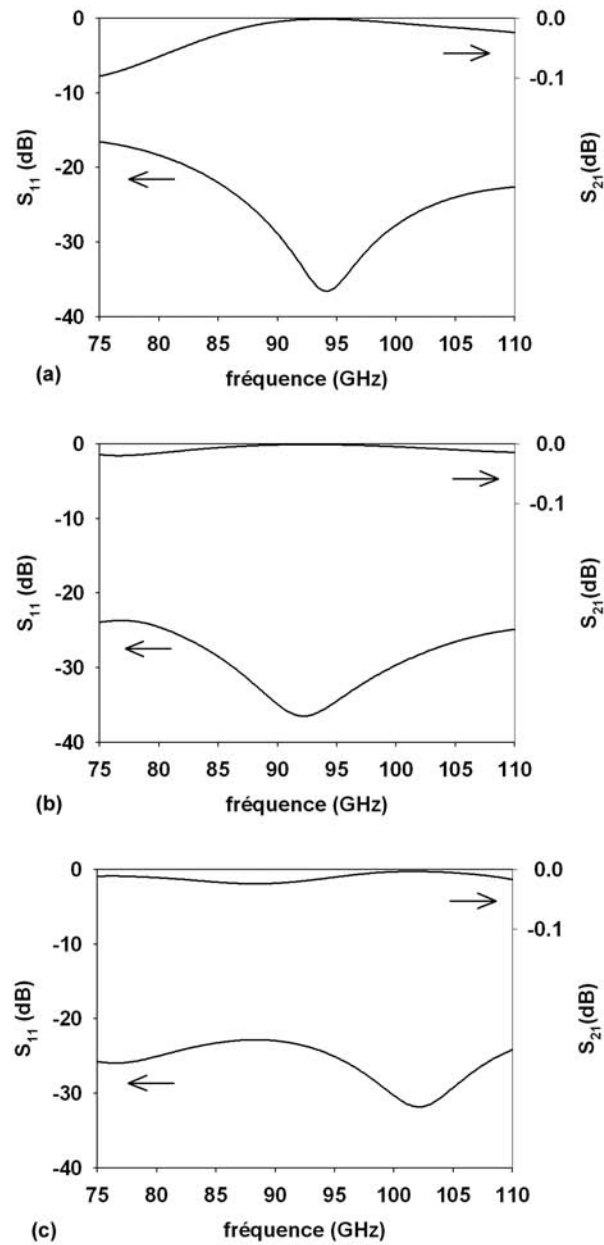
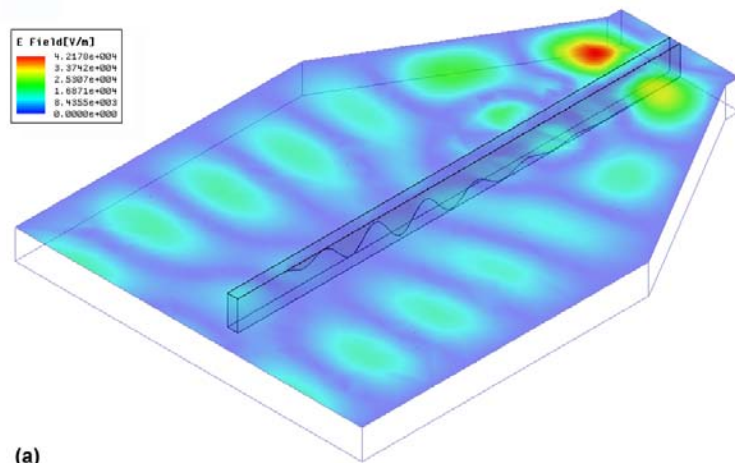
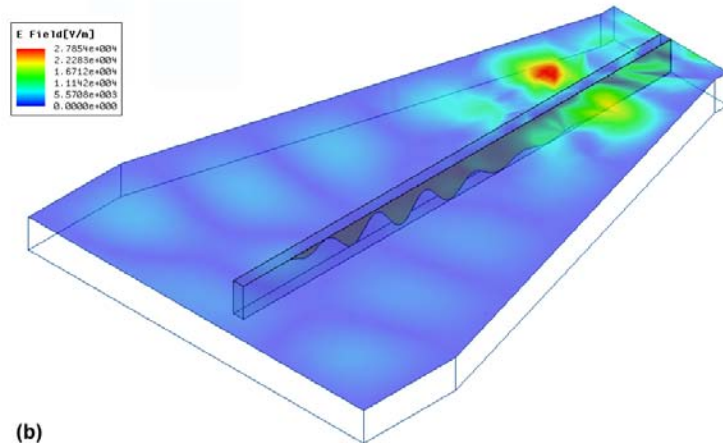


FIG. 2.15 – Paramètres S des transitions filtrantes (sans pertes), représentées FIG. 2.13, en bande W pour les trois longueurs de transitions :  $L = 0$  mm (a),  $L = 1,4$  mm (b) et  $L = 2,8$  mm (c).



(a)



(b)

FIG. 2.16 – Amplitude du champ électrique sur le bord du cornet illustrant le filtrage des modes supérieurs pour  $L = 1,4$  mm (330 GHz) (a) et 2,8 mm (287 GHz) (b). Le plan perpendiculaire au substrat passant au milieu de la fente est un plan de symétrie électrique. Par conséquent seule la demi structure supérieure est simulée et représentée.

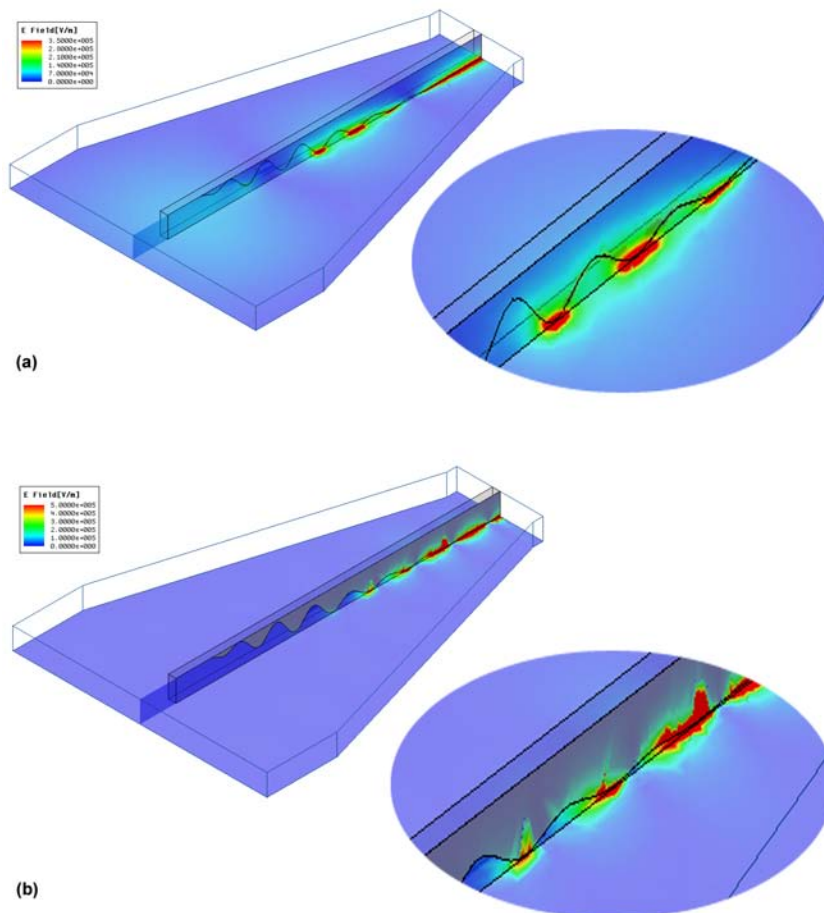


FIG. 2.17 – Amplitude du champ électrique dans le plan de symétrie électrique illustrant les fonctions de transition et de filtrage de la structure finale, en bande passante à 95 GHz (a) et en bande coupée à 287 GHz (b).

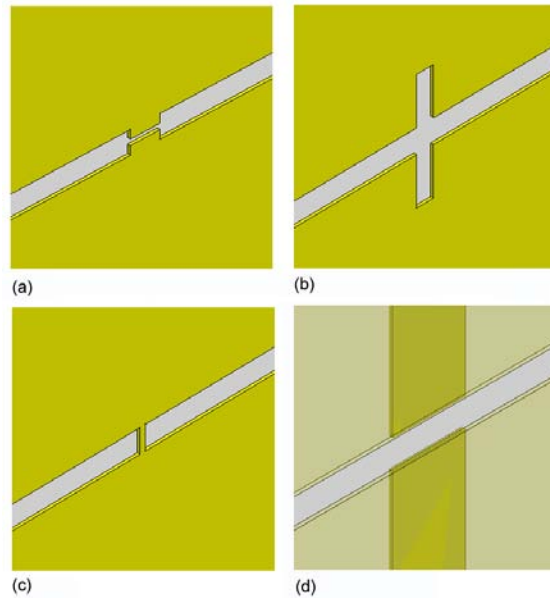


FIG. 2.18 – Discontinuités en finline unilatérale. Iris capacitif (capacité parallèle) (a), encoche inductive (inductance série) (b), fil mince (inductance parallèle) (c) et capacité en face arrière (capacité série. La métallisation face avant est transparente) (d).

## 2.3 Simulation des performances du tripleur

Nous disposons à ce stade de la conception d'un certain nombre d'éléments distincts qui sont les suivants :

- Le modèle non linéaire de la diode, décrit notamment au moyen de l'équation 1.9. Ce modèle a déjà été utilisé dans le cadre d'autres travaux.
- La transition filtrante d'entrée.
- La transition de sortie.
- Les éléments d'adaptation.

Notons que les trois derniers éléments sont linéaires et décrits par leurs paramètres  $S$ , obtenus par simulation électromagnétique.

Il est nécessaire maintenant de relier ces différents éléments, de manière à rechercher la valeur des éléments d'adaptation d'une part et à prévoir les performances globales du tripleur d'autre part. Nous détaillons dans les paragraphes suivants le modèle utilisé pour la diode, l'application de la méthode de l'équilibre harmonique à notre circuit ainsi que les résultats de la simulation globale de notre tripleur de fréquences.



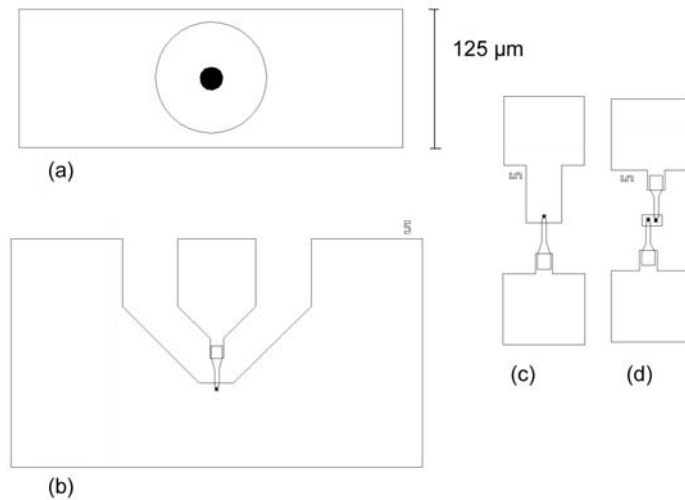


FIG. 2.19 – Topologies des différents composants HBV. Les zones actives apparaissent en noir. Les structures coaxiales (a) permettent la caractérisation des couches épitaxiées en s'affranchissant des éléments parasites. Les mesures sur les structures coplanaires (b), couplées aux mesures sur les structures coaxiales, permettent de déterminer les éléments extrinsèques. Les composants utilisés dans le tripleur sont les motifs discrets, simple (c) ou double (d).

### 2.3.1 Modélisation de la diode

Rappelons tout d'abord que les composants utilisés ont été réalisés dans le cadre de la thèse de T. David. En conséquence, nous disposons d'un certain nombre de résultats de caractérisation petit signal qui nous permettent d'une part de modéliser précisément la caractéristique capacité - tension et d'autre part de connaître les éléments parasites dans une topologie coplanaire. Le modèle électrique décrivant la diode comporte deux types d'éléments : les éléments *intrinsèques* et les éléments *extrinsèques* :

- Les éléments *intrinsèques* sont propres à la zone active. Ils regroupent :
  - Une capacité variable ( $C(v)$ ), qui est déterminée par la séquence épitaxiée et la surface de la zone active. Elle est mesurée directement sur des composants coaxiaux de gros diamètre qui permettent de s'affranchir des éléments extrinsèques (FIG. 2.19).
  - Une résistance série ( $R_s$ ), pour laquelle trois contributions peuvent être identifiées [61] :
    - La résistance de contact (entre  $10^{-6}$  et  $10^{-7} \Omega.cm^2$ ).
    - La résistance de la zone épitaxiale (de l'ordre de  $10^{-8} \Omega.cm^2$ ).
    - La résistance d'étalement des lignes de courant dans la structure

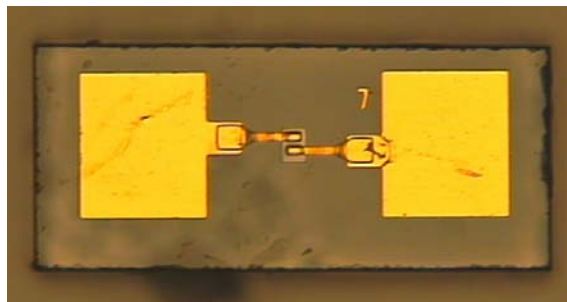


FIG. 2.20 – Vue au microscope d'un composant double. La surface de la zone active est de  $28 \mu\text{m}^2$ .

(*spreading resistance*), plus complexe à déterminer, qui dépend de la topologie. C'est la principale contribution à la résistance série.

Les mesures réalisées en statique sur les motifs coplanaires par T. David [53] ont montré que la valeur de la résistance série pour les composants que nous utilisons était comprise entre 5 et 10 Ohms, en fonction de la taille des composants. Nous verrons que ce paramètre a une influence fondamentale sur les performances globales du dispositif.

- Les éléments *extrinsèques*, ou éléments parasites, dépendent de la topologie des structures, c'est à dire de la manière dont la zone active est reliée au reste du circuit. Pour les composants utilisés, ils ont été déduits de caractérisations petit signal de structures coplanaires réalisées par T. David dans le cadre de sa thèse [53]. Il s'agit des éléments suivants :
  - Une ou deux inductances en série ( $L_p$ ), correspondant aux ponts à air. Elles modélisent le resserrement des lignes de courant le long des ponts.
  - Une capacité parallèle ( $C_p$ ), créée par les surfaces métalliques des plots d'interconnexion en regard.

Notons que les caractérisations se font par l'intermédiaire de pointes hyperfréquences. Il n'est pas possible de réaliser ces mesures sur les composants discrets utilisées dans le tripleur finline. Il est nécessaire de disposer de structures adaptées (structures coaxiales et coplanaires) sur lesquelles il est possible de poser les pointes et qui soient les plus proches possible des structures utilisés (FIG. 2.19 et 2.20). Cette contrainte limite cependant la précision de la détermination des éléments extrinsèques.

Les valeurs introduites dans les simulations sont présentées TAB. 2.2 et explicitées sur le schéma équivalent FIG. 2.21 .

	DIODES SIMPLES	DIODES DOUBLES
$C(v)$	1,2 fF/ $\mu\text{m}^2$	0,6 fF/ $\mu\text{m}^2$
$R_s$	10 $\Omega$	10 $\Omega$
$L_p$	60 pH	120 pH
$C_p$	5 fF	5 fF

TAB. 2.2 – Valeurs des éléments du schéma équivalent de la diode.

La capacité est ajustée linéairement avec la section des composants. Les tailles disponibles des composants sont de  $4 \times 3$ ,  $4 \times 5$ ,  $4 \times 7$  et  $4 \times 10 \mu\text{m}^2$ . Dans le cas des composants doubles, la capacité est divisée par deux, résultat de la mise en série de deux capacités identiques.

La résistance série est peu variable avec la section. Une variation de quelques Ohms sur sa valeur ne modifiera pas de manière significative la valeur des éléments d'adaptation à synthétiser. Par conséquent elle est conservée constante quelque soit la section des composants. Elle est légèrement surévaluée pour prendre en compte les pertes ohmiques des interconnexions (collage lors du report notamment).

Les ponts sont sensiblement les mêmes quelque soit la taille de la diode. Les deux ponts des composants doubles sont pris en compte en multipliant par deux la valeur de l'inductance parasite.

La capacité parasite traduit notamment la mise en regard des plots d'interconnexion. Le report des composants sur quartz a permis de la ramener à 5 fF au lieu de 20 fF sur InP.

Nous disposons donc d'un modèle non linéaire de la diode et de son environnement proche. Ce schéma équivalent (FIG. 2.21) peut être connecté aux autres éléments linéaires du circuit.

### 2.3.2 Equilibrage harmonique

Dans la méthode d'équilibrage harmonique, le circuit est scindé en deux sous-circuits, l'un regroupant les éléments linéaires l'autre les éléments non linéaires. Le passage de l'un vers l'autre est réalisé grâce à la transformée de Fourier.

Après avoir supposé une valeur de tension  $V_i$  aux bornes des deux sous-circuits, celle-ci est traitée dans le domaine fréquentiel pour les éléments linéaires et dans le domaine temporel pour les éléments non linéaires. Ces deux analyses en parallèle permettent de déterminer les courants linéaire  $I_L$  et non linéaire  $I_{NL}$ , qui doivent être opposés (FIG. 2.22). Le courant erreur  $I_\epsilon = I_L + I_{NL}$  est

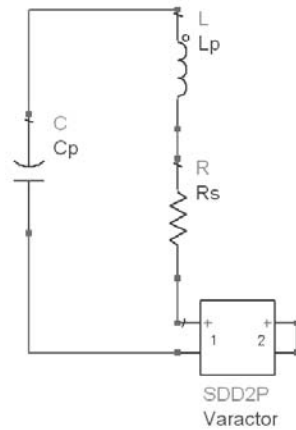


FIG. 2.21 – Schéma équivalent de la diode incluant les éléments parasites ( $L_p$  et  $C_p$ ), la résistance série ( $R_s$ ) et la capacité non linéaire (Varactor).

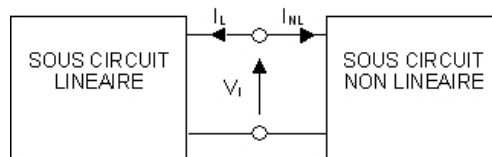


FIG. 2.22 – Principe de l'équilibrage harmonique.

un vecteur de dimension  $N + 1$ ,  $N$  étant l'ordre maximal pris en compte, qu'on cherche à annuler par un processus itératif.

Dans notre cas, cette méthode associée à un processus d'optimisation permet de déterminer les impédances optimales à présenter à la diode en termes de rendement de conversion de fréquences.

Les premières simulations que nous pouvons réaliser prennent en compte des éléments de filtrage et d'adaptation idéaux (FIG. 2.23). Elles permettent d'étudier le comportement fréquentiel des diodes, indépendamment du circuit environnant. Dans ces simulations, les grandeurs à optimiser sont les impédances de source  $Z_s = R_s + jX_s$  et de charge  $Z_c = R_c + jX_c$ .

Pour ces simulations, une puissance d'entrée constante de 100 mW est supposée sur toute la bande W. Ces premiers calculs permettent tout d'abord de mettre en évidence la forte décroissance du rendement de conversion avec la fréquence : La puissance maximale de sortie est divisée par deux en passant de 225 à 330 GHz. Cependant, il est possible de tirer parti de ce comportement

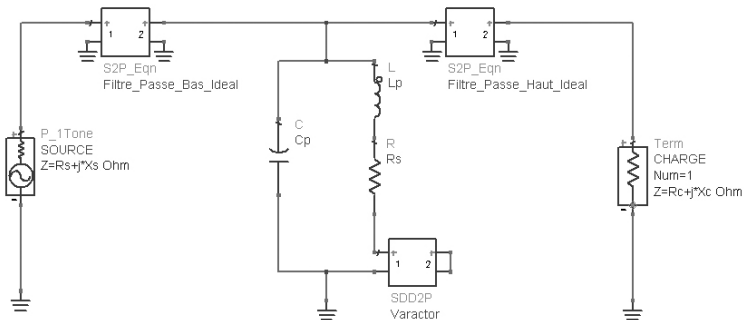


FIG. 2.23 – Schéma du circuit électrique simulé en équilibre harmonique dans lequel les éléments de filtrage et d'adaptation sont supposés idéaux.

pour faciliter l'adaptation d'impédances. Supposons que l'on réalise l'adaptation d'impédances en un point de fréquence suffisamment haut. La désadaptation aux fréquences les plus basses sera forte, mais la puissance de sortie restera à un niveau acceptable. Cette idée est illustrée FIG. 2.24, où l'on compare la puissance maximale qu'il est possible d'obtenir en sortie de la diode à la puissance générée lorsque l'adaptation est réalisée à  $3 \times 100$  GHz. Dans le premier cas l'adaptation est modifiée à chaque point de fréquence. Dans le second cas, l'adaptation est réalisée par un circuit RL série en entrée et RC série en sortie. La bande passante à 3 dB obtenue est alors voisine de 20 %, bien que les réseaux d'adaptation soient très simples. Ce résultat est particulièrement intéressant pour deux raisons :

- Le réseau d'adaptation est facile à définir.
- Les pertes peuvent être réduites puisque les longueurs de propagation à travers ce réseau sont minimisées.

Dans un second temps, sur le même circuit, nous nous sommes intéressés à la sensibilité de la puissance de sortie à la désadaptation. A partir des valeurs optimales d'impédance pour une diode et une puissance d'entrée donnée, nous avons dégradé l'adaptation en entrée ou en sortie et mesuré les niveaux de puissance générée correspondants. A titre d'exemple, les résultats obtenus pour une diode simple de  $12 \mu\text{m}^2$  sont présentés FIG. 2.25. D'une manière générale, cette étude montre que l'adaptation en entrée est primordiale alors que la contrainte peut être relâchée en sortie.

A l'issue de ces premières étapes de simulation, nous avons notamment pu tirer deux conclusions particulièrement intéressantes pour la suite du dimen-

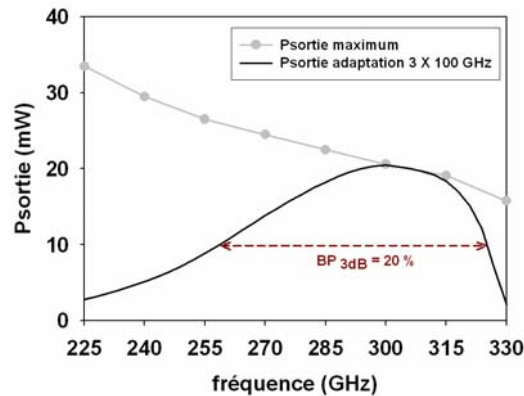


FIG. 2.24 – Résultat de simulations en équilibrage harmonique pour une diode simple de  $28 \mu\text{m}^2$  et une puissance de pompe de 100 mW. Le graphique représente la puissance active obtenue en sortie sur l'harmonique 3. La puissance de sortie en fonction de la fréquence pour une adaptation à  $3 \times 100$  GHz par des éléments discrets est comparée à la puissance qu'il est possible d'obtenir en adaptant les impédances à chaque point de fréquence.

sionnement du circuit :

- L'adaptation large bande des composants est possible avec un simple réseau RC ou RL, compensant exactement la partie réactive de l'impédance de la diode uniquement en un point de fréquence.
- L'adaptation en entrée est fortement déterminante des performances du composant multiplicateur.

### 2.3.3 Simulations globales

Les simulations globales rassemblent l'ensemble des éléments du circuit, à savoir les résultats des simulations électromagnétiques (transition filtrante depuis le guide WR10 réduit en entrée et transition vers le guide WR3 en sortie), les éléments d'adaptation et le schéma équivalent du composant.

A partir des résultats du paragraphe précédent, nous avons choisi de réaliser l'adaptation par un seul élément réactif en entrée et en sortie. La partie réelle du réseau d'adaptation est constituée par l'impédance caractéristique de la ligne de transmission. Dans un premier temps, les éléments d'adaptation réactifs sont décrits sous la forme de capacités et d'inductances localisées idéales, de manière à rechercher leurs valeurs optimales. La fréquence d'optimisation est choisie à 100 GHz et la puissance d'entrée est fixée à 100 mW. Ces premiers résultats

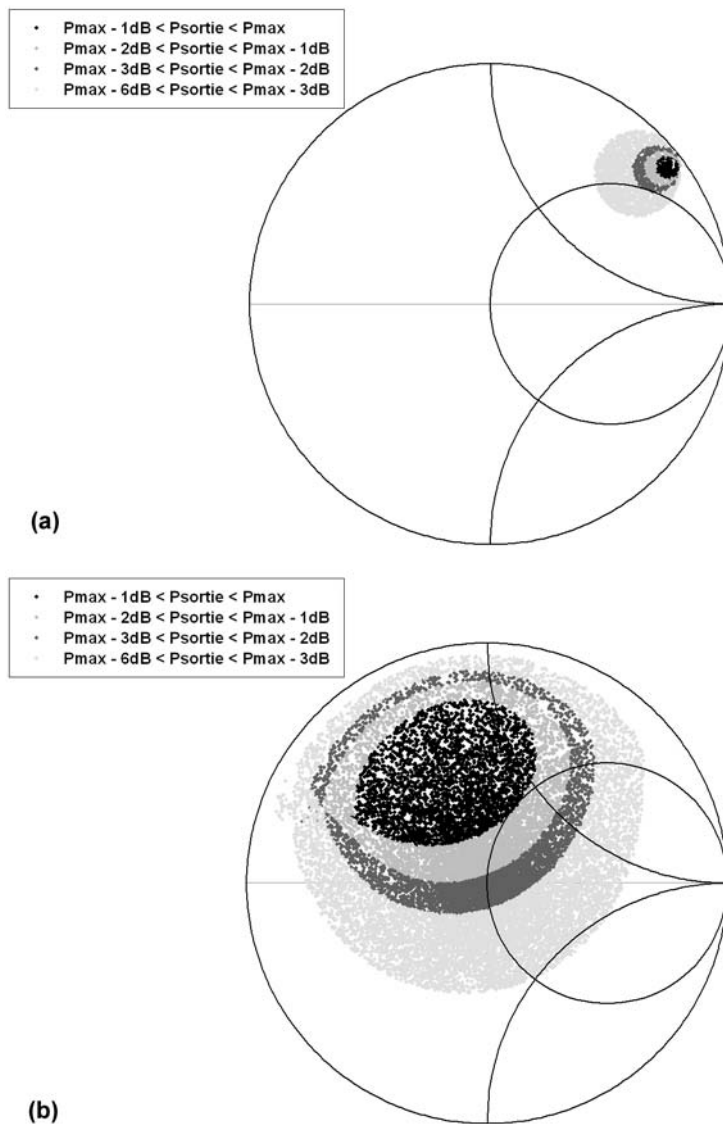


FIG. 2.25 – Lieux des impédances de source (a) (charge (b)) à impédance de charge (source) fixe, pour une diode simple de  $12 \mu\text{m}^2$ , à  $3 \times 100 \text{ GHz}$  pour une puissance de pompe de 100 mW. Les cercles à puissance constante sont beaucoup plus resserrés dans le cas (a), ce qui traduit une plus grande sensibilité du composant à l'adaptation en entrée.

DIODE	SURFACE ( $\mu\text{m}^2$ )	ENTRÉE	SORTIE	$\eta$ (%)
simple	12	L série - 188 pH	C série - 6 fF	5,8
	20	L série - 150 pH	C série - 6 fF	4,8
	28	L série - 140 pH	C série - 6 fF	1,5
	40	L série - 117 pH	C série - 6 fF	0,3
double	12	L série - 250 pH	C série - 7 fF	13
	20	L série - 151 pH	C série - 2 fF	2,8
	28	L série - 111 pH	C série - 2 fF	0,7
	40	L série - 111 pH	C série - 2 fF	0,1

TAB. 2.3 – Eléments réactifs d'adaptation et rendement ( $\eta$ ) calculé à 100 GHz, pour une adaptation en entrée et en sortie.

sont résumés TAB. 2.3.

L'augmentation de la section des diodes s'accompagne d'une diminution de la partie imaginaire de son impédance, inversement proportionnelle à la capacité. Ce comportement explique l'évolution de l'inductance série à présenter en entrée, qui diminue avec l'augmentation de la capacité qu'elle vise à compenser. En sortie en revanche, la variation de l'élément d'adaptation avec la section des composants est très faible. Ce comportement est cohérent avec l'analyse de sensibilité présentée dans le paragraphe précédent.

Ces résultats laissent imaginer qu'il est possible de simplifier encore l'adaptation, et de la réduire à *un unique élément en entrée*, puisque les performances sont très peu sensibles à l'adaptation de sortie. Dans ce cas, les valeurs calculées également à 100 GHz pour 100 mW en entrée sont présentées TAB. 2.4. Globalement, la valeur de l'inductance a diminué par rapport au cas précédent puisqu'il n'y a plus la capacité en sortie, qui du point de vue de l'entrée est en parallèle avec la diode non linéaire.

Connaissant les valeurs des éléments d'adaptation, les dimensions de l'encoche inductive servant à synthétiser l'inductance série peuvent maintenant être définies. A nouveau, cette étape est réalisée par des simulations en éléments finis. Les dimensions caractéristiques de l'encoche sont  $h$  et  $l$  (FIG. 2.26). Pour différentes valeurs d'inductance, les dimensions sont indiquées TAB. 2.5.

Finalement, nous avons réduit l'adaptation à un seul élément là où elle est la plus sensible, c'est à dire en entrée. Cet élément se limite à une inductance en série. La simulation complète du dispositif a été réalisée, en regroupant à la fois des résultats de simulations électromagnétiques et le modèle non linéaire



DIODE	SURFACE ( $\mu\text{m}^2$ )	ENTRÉE	$\eta$ (%)
simple	12	L série - 150 pH	5,8
	20	L série - 108 pH	2,9
	28	L série - 68 pH	1,1
	40	L série - 38 pH	0,3
double	12	L série - 200 pH	7,9
	20	L série - 140 pH	2,2
	28	L série - 91 pH	0,9
	40	L série - 27 pH	0,3

TAB. 2.4 – Eléments réactifs d'adaptation et rendement ( $\eta$ ) calculé à 100 GHz, pour une adaptation en entrée uniquement.

INDUCTANCE (pH)	$h$ ( $\mu\text{M}$ )	$l$ ( $\mu\text{M}$ )
150	150	100
108	150	85
68	150	55
38	150	25
200	150	140
140	150	100
91	150	65
27	150	20

TAB. 2.5 – Dimensions des encoches inductives et inductance équivalente à 100 GHz, pour  $w = 10 \mu\text{m}$ .

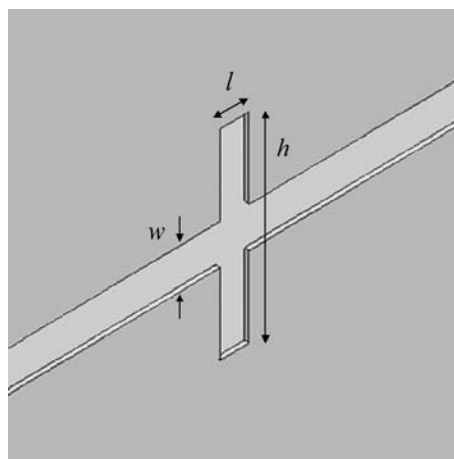


FIG. 2.26 – Encoche inductive.

de la diode. Les performances du tripleur peuvent être estimées, pour les deux configurations de diodes (simple et double) et pour toutes les surfaces. Toutes les dimensions du circuit à réaliser sont définies.

Nous présentons FIG. 2.27 et 2.28 les résultats attendus pour le tripleur complet, dans les trois versions d'adaptation. Les diodes de faible section sont les plus performantes. Pour les diodes simples, les simulations prévoient un rendement pouvant atteindre 6% remarquablement constant sur la gamme de fréquences considéré. Dans le cas des diodes doubles, l'adaptation réduite à l'élément d'entrée a permis d'éviter une adaptation résonnante. Pour les diodes doubles le rendement maximum atteint 8%, mais sur un intervalle de fréquence réduit entre 250 et 300 GHz.

De manière à connaître le régime de fonctionnement des diodes, une étude en puissance est présentée FIG. 2.29, dans le cas d'une diode simple de  $12 \mu\text{m}^2$ . La puissance de sortie sur le troisième harmonique est calculée pour une puissance de source comprise entre 40 et 120 mW. Le tracé du rendement montre clairement un effet de saturation autour de 100 mW (FIG. 2.29(b)), indiquant que la diode fonctionne dans un régime optimal en terme d'efficacité de conversion. Le même comportement est retrouvé pour les autres diodes, de section et de configuration différentes.

## 2.4 Réalisations et caractérisations

### 2.4.1 Technologie des circuits

Les circuits sont réalisés à partir d'un substrat de quartz de  $400 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Les principales étapes technologiques sont les suivantes :

1. Lithographie optique : la résine (AZ1518) est déposée sur le substrat puis insolée à travers un masque positif. La révélation permet de définir les zones à métalliser et de créer un profil de résine en casquette.
2. Métallisation : elle est réalisée par évaporation.  $1000 \text{ \AA}$  de titane sont d'abord déposés pour créer une couche d'accrochage. Ensuite le dépôt d'or sur  $4000 \text{ \AA}$  permet d'obtenir une épaisseur totale de  $0,5 \mu\text{m}$  de métal.
3. Lift-off : cette étape consiste à attaquer la résine restante pour définir les motifs métalliques. Cette attaque est rendue possible par le profil en casquette. A l'issue de cette étape les circuits sont définis.
4. Découpe et amincissement des circuits : ils sont tout d'abord prédécoupés en face avant sur une profondeur de  $150 \mu\text{m}$ . De cette manière, les circuits

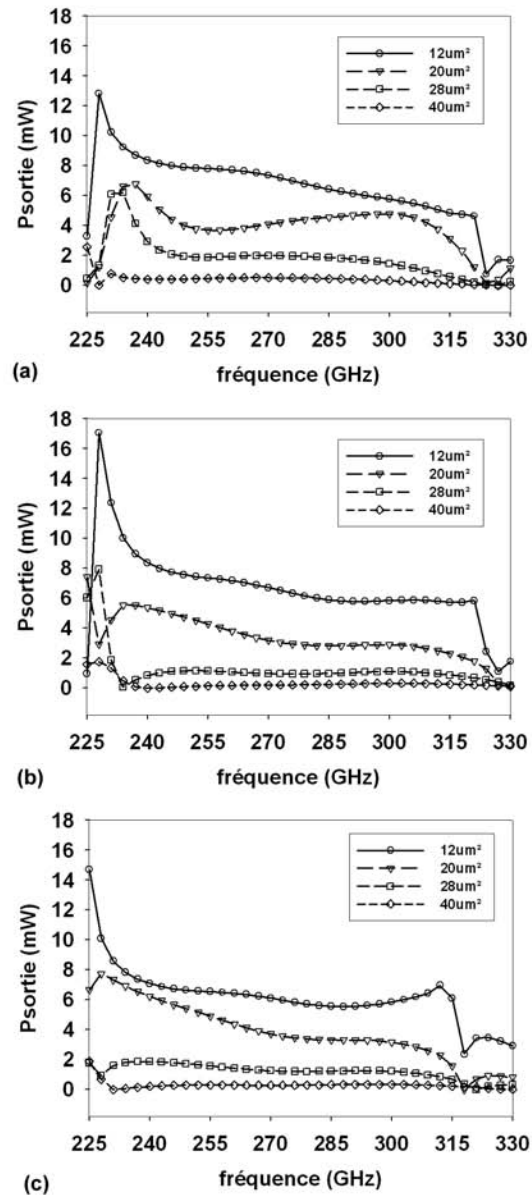


FIG. 2.27 – Résultats de la simulation globale du tripleur, pour les diodes simples, dans les trois cas d'adaptation. Adaptation en entrée et en sortie par des éléments idéaux (a) (TAB. 2.3), adaptation en entrée uniquement par une inductance parfaite (b) (TAB. 2.4), adaptation en entrée uniquement par une encoche inductive simulée en éléments finis (c).

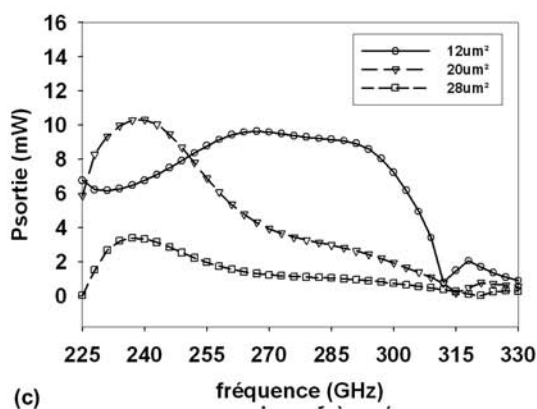
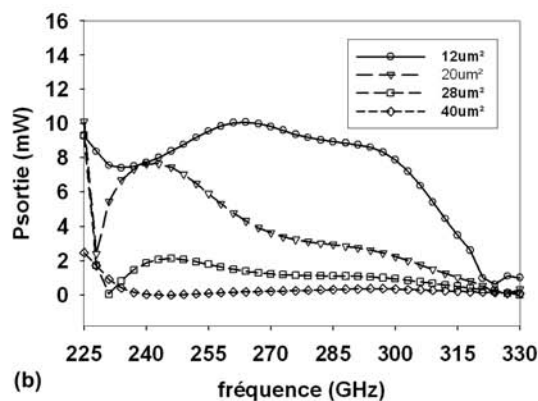
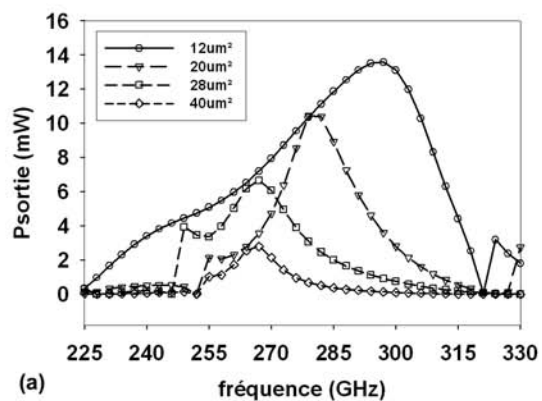


FIG. 2.28 – Résultats de la simulation globale du tripleur, pour les diodes doubles, dans les trois cas d'adaptation. Adaptation en entrée et en sortie par des éléments idéaux (a) (TAB. 2.3), adaptation en entrée uniquement par une inductance parfaite (b) (TAB. 2.4), adaptation en entrée uniquement par une encoche inductive simulée en éléments finis (c). La puissance de sortie pour la section de  $40 \mu\text{m}^2$  dans le cas (c) est faible et elle n'est pas représentée sur le graphique.

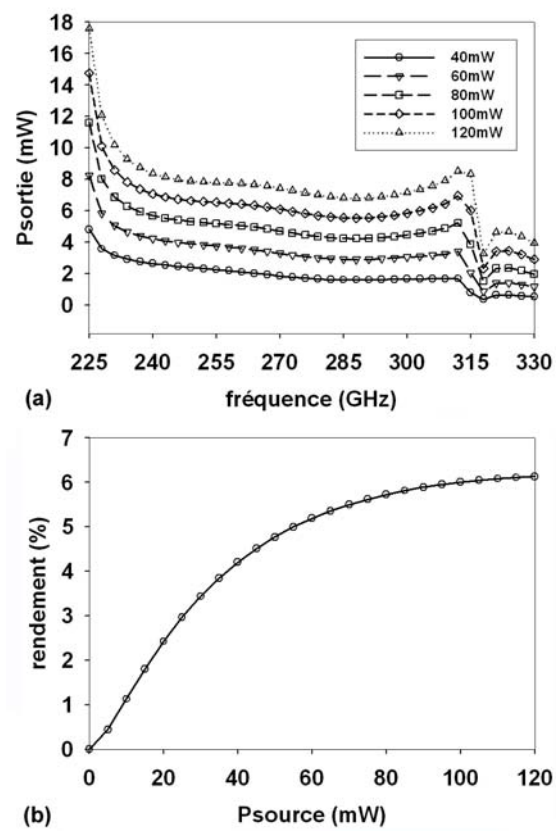


FIG. 2.29 – Performances du tripleur en fonction de la puissance de la source, dans le cas d'une diode simple de  $12 \mu\text{m}^2$ . Puissance de sortie en fonction de la fréquence, pour différentes puissances de source (a). Rendement en fonction de la puissance de source, à 100 GHz (b).

sont libérés lors de l'étape d'amincissement qui succède. L'épaisseur finale des circuits est de  $75 \mu\text{m}$ .

Avant la réalisation complète du tripleur, un prototype basse fréquence de la transition filtrante a été réalisé, de manière à vérifier les étapes de conception et d'expérimenter le processus technologique. Nous détaillons dans le paragraphe suivant ce prototype et les résultats associés.

### 2.4.2 Prototype basse fréquence

La bande passante de ce prototype est comprise entre 18 et 26 GHz (au lieu de 75 et 110 GHz pour le modèle final). La conception et la réalisation technologique sont menées de manière similaire à celles du dispositif final. L'épaisseur des circuits est ici de  $250 \mu\text{m}$ . Les circuits réalisés sont des transitions filtrantes et non filtrantes mises dos à dos ce qui permet d'en mesurer les performances (FIG. 2.30). Afin de vérifier la conception de nos circuits et la performance des outils de simulation, de nombreuses configurations sont étudiées. Il s'agit aussi bien de transitions exponentielles que de transitions optimisées, sur lesquelles est superposé ou non le motif sinusoïdal. La cellule dans laquelle sont placés les circuits à caractériser est un simple guide d'onde WR42 (monomode dans la bande de fréquence 18 GHz - 26 GHz) dans lequel est creusé une rainure pour intégrer le circuit (FIG. 2.31).

Les principaux résultats de mesure sont illustrés FIG. 2.32. Les conclusions que l'on peut tirer sont les suivantes :

- L'optimisation des transitions a permis d'améliorer fortement leurs caractéristiques (10 dB sur le coefficient de réflexion en moyenne).
- La superposition du motif sinusoïdal ne dégrade pas les performances de la transition en bande passante.
- Les pertes le long des transitions (y compris pour les transitions filtrantes) sont inférieures à 1 dB par longueur d'onde.
- Le bon accord qualitatif et quantitatif entre la théorie et l'expérience, concernant la position et l'amplitude des résonances, les valeurs de coefficients de réflexion et transmission, même à faible niveau valide notre approche et nos outils numériques de conception.

Les mesures en bande filtrée sont difficiles à mettre en oeuvre : pour réellement estimer les performances de filtrage, il est nécessaire notamment de concevoir une cellule présentant une transition appropriée des dimensions des guides d'onde. Les difficultés associées à l'usinage d'une telle cellule ne nous ont pas permis de la réaliser à l'IEMN. Cependant, le bon accord entre les simulations

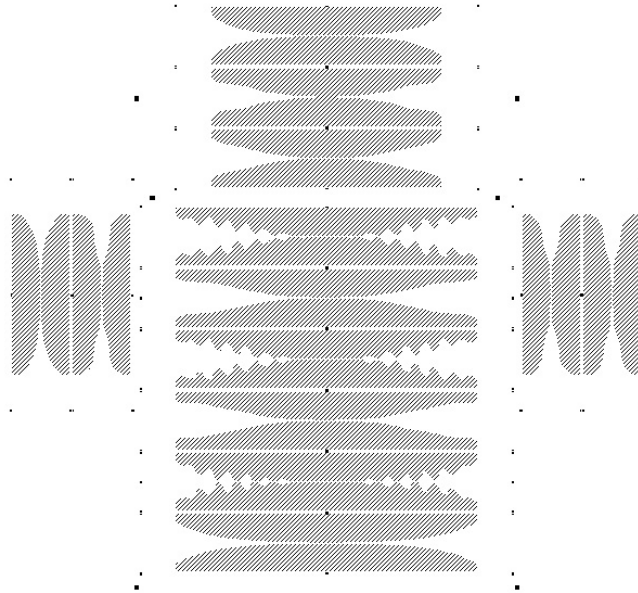


FIG. 2.30 – Masque des circuits basse fréquence. Les transitions placées dos à dos sont de trois longueurs différentes : 7,5 mm ; 11,25 mm et 15 mm. Les transitions réalisées ont des profils exponentiels et optimisés. Les profils optimisés peuvent compenser la longueur de substrat seul (comp.) ou non (non comp.) (paragraphe 2.2.1). Motifs centraux, de haut en bas : profil 11,25 mm exponentiel, optimisé (non comp.), optimisé (comp.). Profil 15 mm avec et sans motif sinusoïdal de 2 mm de période, optimisé (comp.), optimisé (non comp.) et exponentiel. Motifs latéraux, de g. à d. : profil 7,5 mm exponentiel, optimisé (non comp.), optimisé (comp.), optimisé (comp.).



FIG. 2.31 – Transition filtrante insérée dans la rainure du guide WR42.

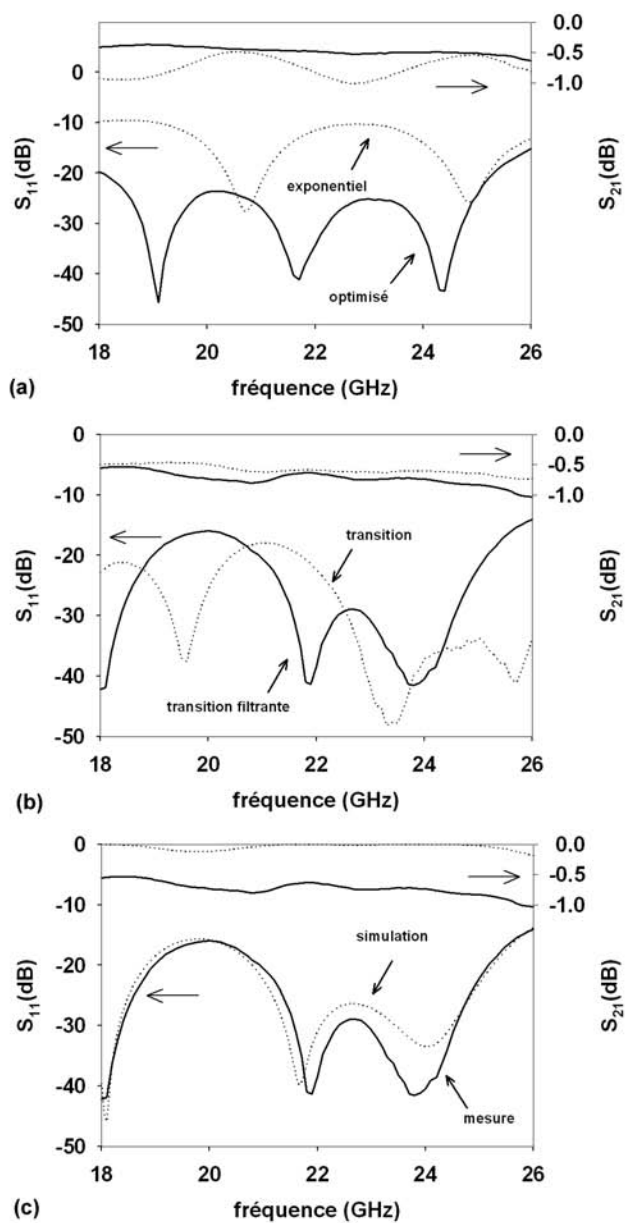


FIG. 2.32 – Paramètres S mesurés des transitions dos à dos. Comparaison entre un profil exponentiel de 11,25 mm et un profil optimisé de même longueur (a). Comparaison entre la transition filtrante (avec le motif sinusoïdal) et la transition simple (sans motif sinusoïdal) (b). Comparaison avec les paramètres simulés en éléments finis pour une transition optimisée de 15 mm (c).



électromagnétiques et les mesures nous laisse penser que les performances en filtrage seront proches de celles prévues par ces mêmes simulations.

En conclusion, la réalisation de ce prototype [102] nous a permis de valider la démarche de conception que nous avons adoptée et nous encourage à opter pour cette structure originale de transition filtrante pour la réalisation de notre dispositif.

### 2.4.3 Prototype du tripleur en bande R

Les circuits réalisés pour le tripleur sont présentés FIG. 2.33 à 2.36. la transition filtrante et la transition de sortie sont communes à tous les circuits. Les dimensions des éléments d'adaptation sont celles définies TAB. 2.5.

La FIG. 2.33 détaille les circuits réalisés, qui ne diffèrent que par les éléments d'adaptation. Ces derniers sont dimensionnés en fonction des diodes qui seront reportées.

La FIG. 2.34 précise le rôle des différentes sections des circuits réalisés et permet de se représenter la différence d'échelle entre les dimensions du circuit et le composant. Une photo des circuits en cours de réalisation est présentée FIG. 2.35, et une vue au microscope optique (FIG. 2.36) détaille un circuit en particulier.

Les circuits sont insérés dans une cellule de multiplication, que nous avons dimensionnée à partir des résultats du paragraphe 2.2.2. Cette cellule est présentée FIG. 2.37 et 2.38. Elle a été réalisée au RAL qui dispose des outils d'usinage appropriés.

Les diodes sont reportées sur les circuits et collées grâce à une résine époxy conductrice. Ensuite les circuits sont insérés dans la cellule, dans une rainure de  $150\ \mu\text{m}$  de profondeur. Pour assurer le contact électrique, une feuille d'Indium est placée entre les parois de la rainure et le circuit (FIG. 2.39 et 2.40). Ces dernières étapes sont très délicates. La qualité des contacts électriques, aussi bien au niveau du report du composant que de l'insertion du circuit est déterminante. Un mauvais collage du composant peut dégrader le rendement de conversion par l'augmentation de la résistance série. La puissance générée peut également être très rapidement dissipée lors de la transition vers le guide de sortie, au niveau des contacts du circuit. Ces paramètres sont très difficiles à contrôler en raison des faibles dimensions du dispositif et des difficultés associées à sa manipulation.

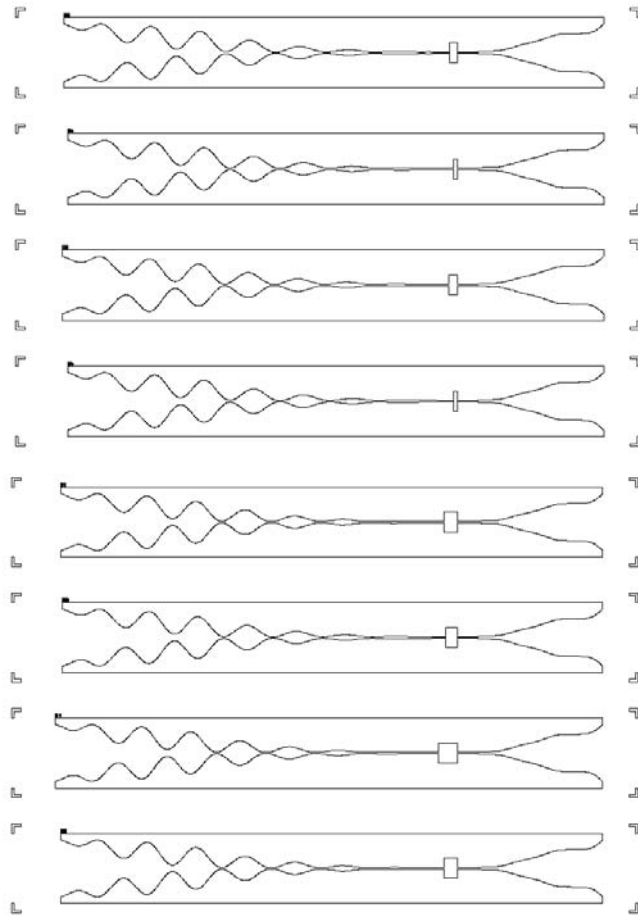


FIG. 2.33 – Circuits réalisés pour le tripleur 300 GHz. Ils sont repérés en fonction des diodes pour lesquelles ils ont été dimensionnés : diodes simples (S) ou doubles (D) ; de 12 (1), 20 (2), 28 (3) ou 40 (4)  $\mu\text{m}^2$ . De haut en bas : circuit S3, S4, D3, D4, S1, S2, D1, D2.

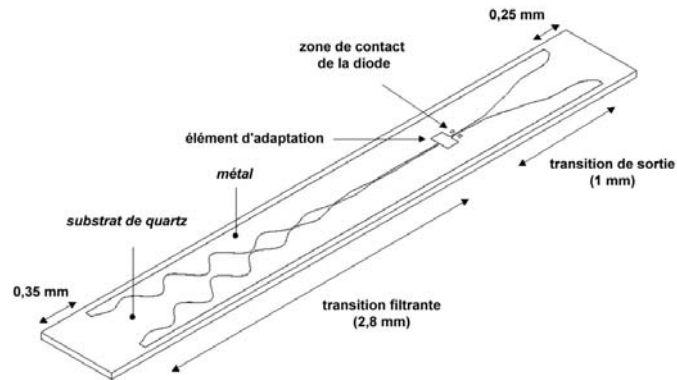


FIG. 2.34 – Détail d'un circuit finline. Seul l'élément d'adaptation est modifié pour les différentes diodes utilisées.

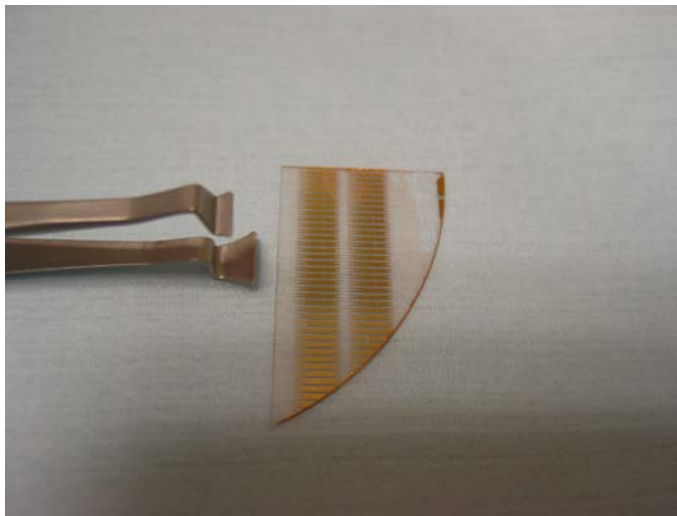


FIG. 2.35 – Photo des circuits avant découpe et amincissement.



FIG. 2.36 – Vue au microscope optique d'un circuit finline.

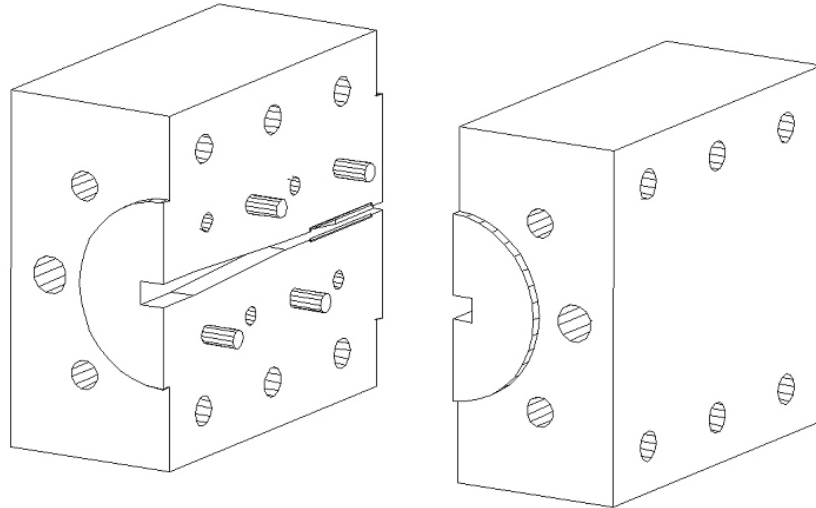


FIG. 2.37 – Schéma de la cellule de multiplication. La rainure permet l'insertion du circuit dans la cellule. La réduction des dimensions du guide est réalisée en deux temps (hauteur puis largeur).



FIG. 2.38 – Photo de la cellule réalisée au RAL.

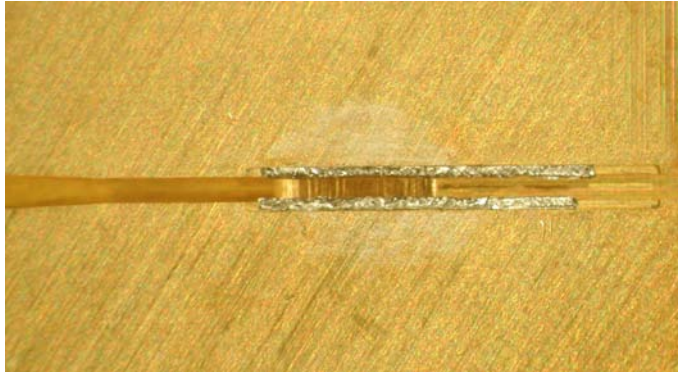


FIG. 2.39 – Photo de la rainure. L'indium est placée dans la rainure pour assurer le contact électrique. Rappelons que la hauteur du guide métallique est de  $432 \mu\text{m}$ .

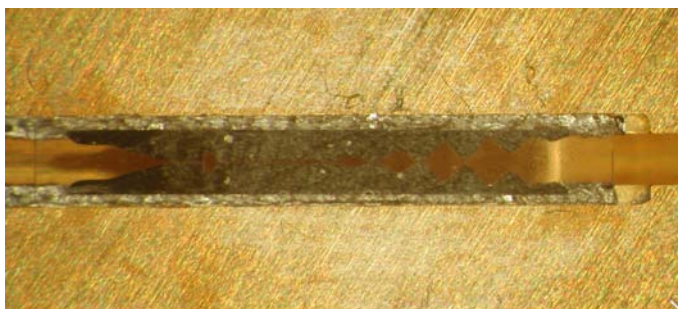


FIG. 2.40 – Photo du circuit placé dans la rainure. La face métallisée est dessous, en contact sur l'Indium.

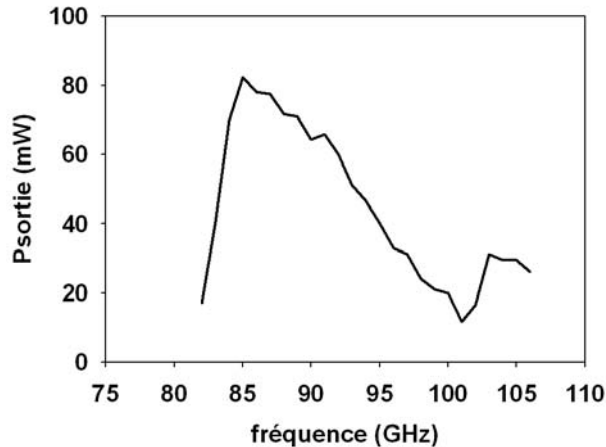


FIG. 2.41 – Puissance délivrée par la diode Gunn utilisée au RAL pour la caractérisation grand signal.

### Résultats de caractérisation grand signal

Les mesures grand signal ont été réalisées au RAL et à l'Observatoire de Paris-Meudon (OBSPM). Nous présentons dans les paragraphes suivants les résultats des deux campagnes.

**Mesures réalisées au RAL :** En Angleterre, la source de puissance est constituée d'un diode Gunn. La mesure du niveau de puissance en bande R est réalisée grâce à une tête bolométrique. Le niveau de puissance délivrable par la diode que nous avons utilisée est présenté FIG. 2.41. La puissance délivrée par cette source n'est acceptable que dans un intervalle de fréquences réduit, entre 85 et 95 GHz, dans lequel elle délivre plus de 50 mW.

Nous avons mesuré la puissance de sortie des circuits pour lesquels les diodes suivantes sont montées : simple  $12 \mu\text{m}^2$ ,  $20 \mu\text{m}^2$  et  $28 \mu\text{m}^2$ ; double  $20 \mu\text{m}^2$ . Les résultats se sont révélés en deçà des niveaux espérés. Nous présentons FIG. 2.42 les meilleurs résultats obtenus lors de cette campagne (diode simple  $20 \mu\text{m}^2$ ). Notons que les composants de plus faible section ( $12 \mu\text{m}^2$ ), qui devaient fournir les meilleurs résultats, n'ont pas tenu un niveau de pompage de 40 mW. Ce comportement peut vraisemblablement s'expliquer par un mauvais drainage thermique, qui porte le plus à conséquence sur les petites sections.

Rappelons que les résultats de simulation prévoyaient un niveau de sortie proche de 4 mW autour de 260 GHz pour un signal de source de 100 mW. A la

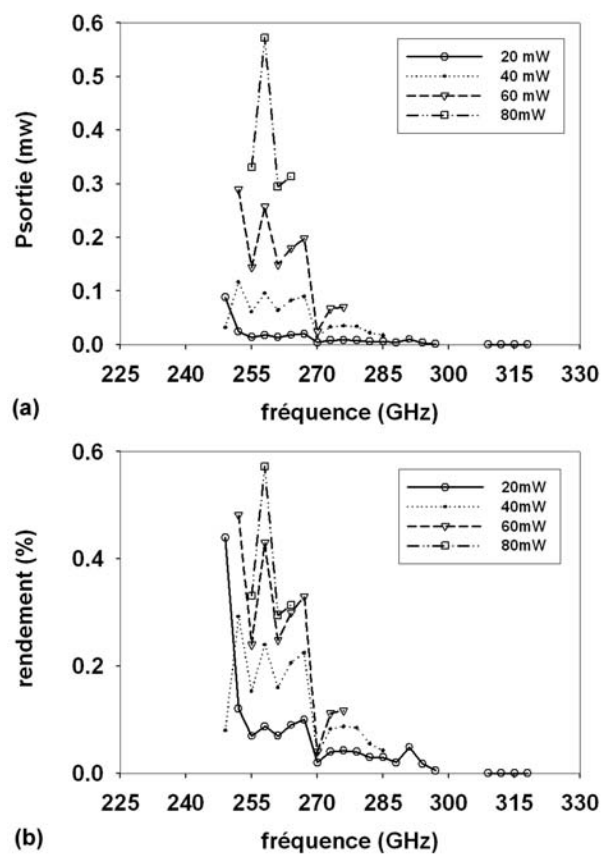


FIG. 2.42 – Puissance délivrée par le tripleur à diode simple de  $12 \mu\text{m}^2$  (a) et rendement correspondant (b). Mesures réalisées au RAL.

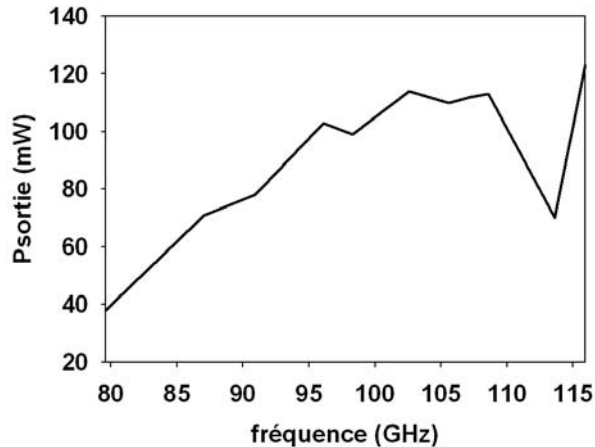


FIG. 2.43 – Puissance délivrée par le carcinotron utilisée à l'OBSPM pour la caractérisation grand signal.

même fréquence nous avons mesuré un niveau proche de 0,5 mW, correspondant à moins de 1 % de rendement, pour une puissance de source de 80 mW. Il apparaît difficile dans ces conditions d'atteindre les niveaux attendus uniquement par l'augmentation du niveau de pompage. Concernant le rendement, l'effet de saturation des courbes est encore limité ce qui laisse espérer une amélioration des performances avec l'augmentation du niveau de pompage. Les conclusions pour les mesures réalisées sur les autres composants sont similaires.

Concernant le comportement large bande de notre dispositif, les conclusions sont difficiles en raison de la faible gamme de fréquences dans laquelle la source de puissance est exploitable. Pour cette raison les mesures réalisées à Paris sont complémentaires de celles présentées ici. Par ailleurs, elles nous permettront de tester l'adaptation par une mesure du coefficient de réflexion en entrée du dispositif.

**Mesures réalisées à l'OBSPM :** La puissance de pompe en bande W est fournie par un carcinotron. Les niveaux de puissance en sortie sont mesurés grâce à un calorimètre de la société *Erickson Instruments*, capable de fonctionner jusqu'à 2 THz. Le niveau de puissance délivrable par le carcinotron est présenté FIG. 2.43. La puissance de sortie est supérieure à 50 mW au delà de 85 GHz et il est possible d'avoir un niveau proche de 100 mW au delà de 95 GHz.

Nous présentons FIG. 2.44 le résultat obtenu pour une diode double de 20  $\mu\text{m}^2$ . Un rendement supérieur à 1 % est obtenu pour ce composant autour de



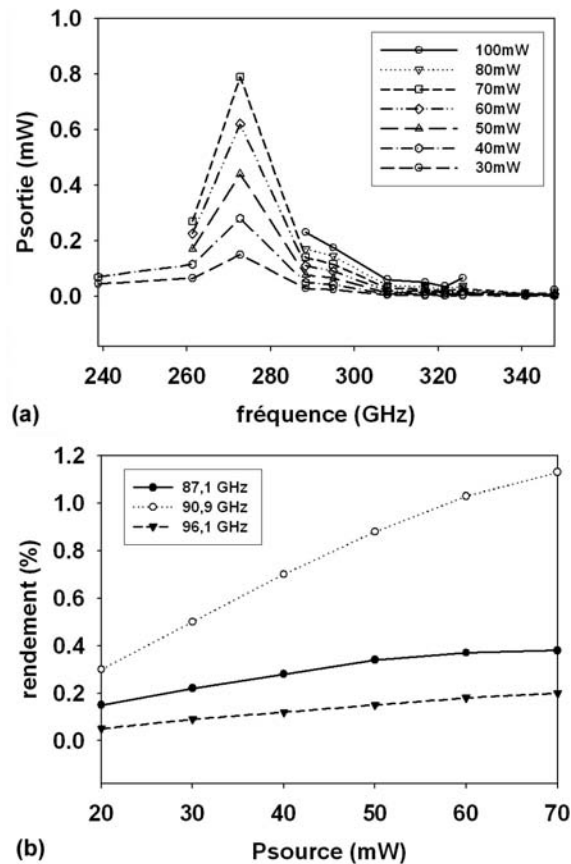


FIG. 2.44 – Puissance délivrée par le tripleur à diode double de  $20 \mu\text{m}^2$  (a) et rendement correspondant (b). Mesures réalisées à l'OBSPM.

90 GHz, mais uniquement sur une bande étroite (de l'ordre de 10 GHz). Les résultats de simulation prévoient une puissance de sortie de 4 mW pour ce composant, pour une puissance de pompe de 100 mW. En dehors de cet intervalle la puissance de sortie ne dépasse pas 0,2 mW, même avec une puissance de pompe de 100 mW. L'inclinaison du rendement à 70 mW de pompe indique qu'à cette valeur la diode se situe au début de la saturation. Pour les autres composants que nous avons mesurés (diodes simples de 12 et  $28 \mu\text{m}^2$ , diodes doubles de 20, 28 et  $40 \mu\text{m}^2$ ), nous obtenons le même type de comportement, à savoir un faible niveau de sortie, limité sur une bande de fréquences étroite.

Afin d'étudier le transfert de puissance vers la diode, nous avons réalisé des mesures de réflexion en amplitude en entrée du tripleur. Pour cela, il est né-

cessaire d'utiliser un coupleur de puissance, qui permet d'extraire la puissance réfléchie sur le dispositif, mais qui limite la puissance incidente sur la diode. Le coupleur à 3 dB que nous avons utilisé divise par deux la puissance disponible.

Le résultat obtenu pour un composant simple de  $28 \mu\text{m}^2$ , présentant des performances particulièrement faibles, est présenté FIG. 2.45. Le paramètre de réflexion oscille entre 0 et -3 dB, ce qui signifie que moins de la moitié de la puissance incidente pompe effectivement le composant. Ce résultat met en évidence une désadaptation très forte en entrée du dispositif. Globalement cependant, la réflexion est atténuée lorsque la puissance incidente augmente, avec l'augmentation de la fréquence (FIG. 2.45(b)). Cela indique que l'on se rapproche du cas adapté prévu par les simulations, dans lesquelles la puissance de pompe est de 100 mW.

Deux explications peuvent être envisagées pour expliquer les résultats que nous obtenons :

- La désadaptation du composant : le résultat que nous venons de présenter met en évidence la difficulté que nous avons rencontrée pour réaliser le transfert de puissance vers le composant. L'adaptation d'impédances a été réalisée à partir d'un schéma équivalent de la diode (FIG. 2.21), pour lequel les valeurs  $Lp$  et  $Cp$  ont été déduites de mesures réalisées sur des motifs de test. La sensibilité de l'adaptation à ces paramètres [103] et les résultats obtenus laissent penser que les valeurs n'ont pas pu être précisément déterminées, et que par conséquent le dimensionnement de l'adaptation est inapproprié. De plus, la technique de report du composant dégrade le contrôle qu'il est possible d'avoir sur le dispositif, non seulement sur la position du composant par rapport à l'élément d'adaptation mais également sur les perturbations électromagnétiques qu'il peut apporter au voisinage de la fente de la finline.
- Les pertes associées aux contacts : le collage du composant et le montage du circuit dans le finline sont des étapes technologiques délicates. Les pertes associées sur les contacts métalliques peuvent être fortement augmentées en raison des difficultés de manipulation et des solutions d'assemblage possibles.

Nous proposons deux axes de travail pour l'amélioration du dispositif.

- Le premier consiste à approfondir la connaissance de l'environnement électromagnétique immédiat du composant, par le biais de simulation 3D prenant en compte le report des diodes. Cette approche permettrait de s'affranchir des éléments parasites du schéma équivalent, qui seraient rem-

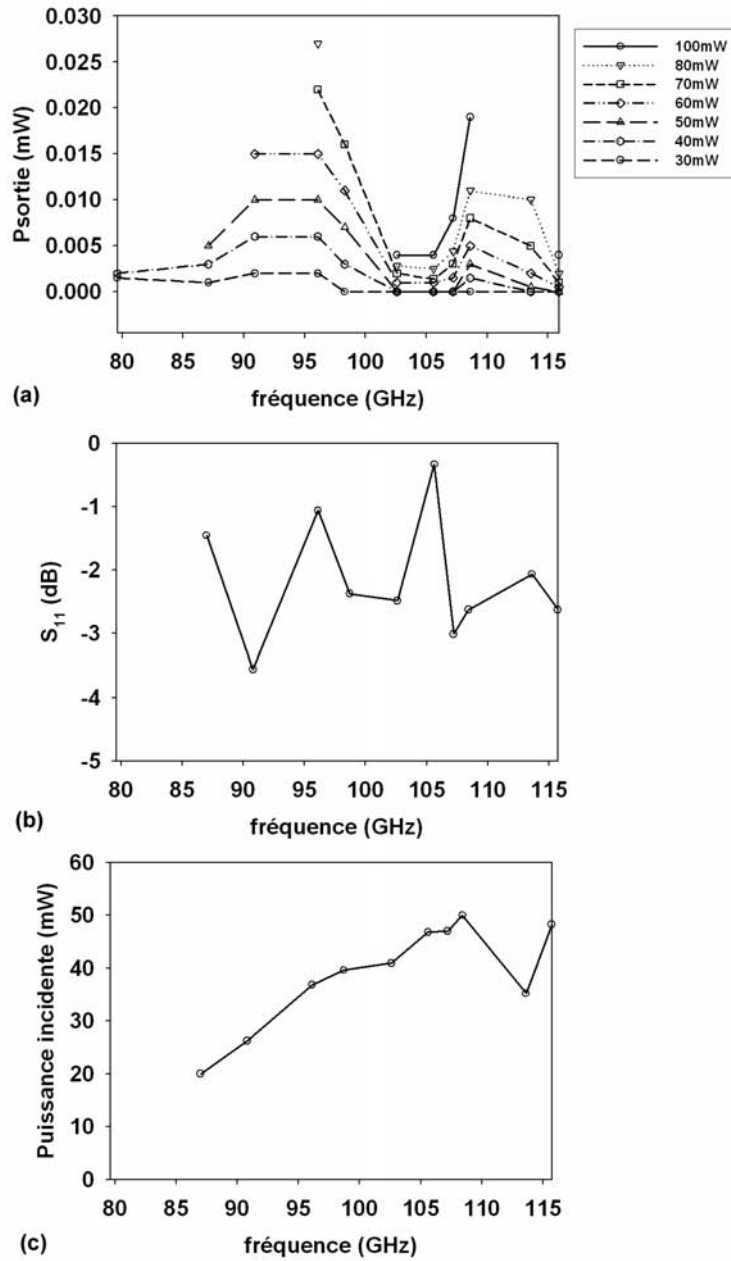


FIG. 2.45 – Puissance délivrée par le tripleur à diode simple de  $30 \mu\text{m}^2$  (a), réflexion en entrée du tripleur (b), pour la puissance incidente présentée en (c). Mesures réalisées à l'OBSPM.

placés par les résultats de ces simulations. L'adaptation pourrait alors être redéfinie sur le principe de ce qui a été réalisé précédemment.

- Le second axe de travail est davantage tourné vers la technologie. L'intégration sous forme monolithique du composant au circuit permettrait d'une part de s'affranchir de l'étape de report de la diode et d'autre part pouvoir définir précisément l'environnement du composant, dans la perspective des études électromagnétiques du point précédent. Cette approche nécessite un investissement technologique beaucoup plus important, d'autant que dans ce cas le nombre d'éléments actif par opération technologique est fortement limité par rapport à la réalisation de diodes seules.

## 2.5 Conclusion

Nous avons présenté dans ce second chapitre la conception, la réalisation et la caractérisation d'un tripleur de fréquences avec pour objectif un fonctionnement sur une largeur de bande de 30 % à  $3 \times 100$  GHz.

Afin de maximiser le rendement de conversion, nous avons cherché à réduire les pertes dans les composants. Pour cette raison nous avons utilisé un seul composant par circuit. Les structures classiquement utilisées dans cette configuration ne permettent pas de satisfaire les exigences de largeur de bande. Pour cette raison nous avons opté pour une structure en plan E.

Un circuit original en finline unilatérale est proposé pour réaliser à la fois la conversion de mode et le filtrage des signaux sur une large bande de fréquences. La réalisation d'un prototype basse fréquence (18 GHz - 26 GHz) a démontré les performances de ces circuits en bande passante. Les simulations électromagnétiques ont démontré numériquement que des bonnes performances peuvent être atteintes en gamme millimétrique par cette structure.

La simulation globale du tripleur de fréquences couplée à la méthode d'équilibrage harmonique a permis de traiter le problème de l'adaptation d'impédances. Les performances du dispositif complet ont également pu être calculées.

Les composants et les circuits utilisés ont été réalisés au laboratoire central de l'IEMN. La fabrication de la cellule que nous avons dimensionnée s'est faite au RAL, dans le cadre du contrat ESA. Les mesures menées à la fois au RAL et à l'OBSPM ont mis en évidence certaines difficultés technologiques et les limites de la modélisation du composant sous forme de schéma équivalent du composant.

L'explication que l'on peut avancer pour expliquer la forte désadaptation des composants porte sur les valeurs des éléments extrinsèques de la diode. Nous avons détaillé la méthode utilisée pour en définir les valeurs, et notamment la difficulté de rester proche de la topologie réelle des composants. Les études menées dans la continuité de ce travail au sein de l'équipe par M. Foulon visent à substituer le schéma électrique équivalent associé à ces éléments par des résultats de simulations électromagnétiques prenant en compte la géométrie des structures. Ces travaux devraient permettre à terme de redéfinir les éléments d'adaptation et d'améliorer les performances du tripleur.

Cependant, les méthodes d'adaptation d'impédances utilisées restent classiques. Actuellement, de nombreux travaux de recherche portent sur l'étude des métamatériaux. La structuration à une échelle très petite devant la longueur

d'onde de ces milieux leur confère des caractéristiques électromagnétiques qui vont au delà des propriétés des matériaux homogènes, comme des valeurs de permittivité et de perméabilité négatives. Dans le cadre de l'adaptation d'impédances, l'exploitation de ces concepts permettrait de compenser exactement les éléments réactifs par des capacités ou des inductances effectives négatives.

La seconde partie de ce manuscrit est consacrée à la présentation de ces milieux ainsi qu'à l'exploitation des ondes rétropropagées dans les circuits électroniques.

Deuxième partie

Métamatériaux  
main-gauche et leurs  
applications





## CHAPITRE 3

### Matériaux artificiels périodiques

*Les milieux artificiels périodiques sont réalisés grâce à une structuration métallique et/ou diélectrique à différentes échelles devant la longueur d'onde. La périodicité spatiale de ces milieux hétérogènes permet de modifier les conditions de propagation des ondes électromagnétiques par rapport aux matériaux constitutifs. Dans ce chapitre, nous présentons deux approches pour étudier ces matériaux présentant des propriétés main-gauche.*

*Les métamatériaux en premier lieu, qui sont réalisés par une structuration périodique sous longueur d'onde, le plus souvent métallique. L'échelle très petite de structuration rend possible leur homogénéisation et ils peuvent être caractérisés par des valeurs de permittivité et de perméabilité effectives. Dans le cas des métamatériaux main-gauche, ces deux paramètres sont simultanément négatifs. On emploie en conséquence le terme de milieux doublement négatifs. Les démonstrations actuelles sont réalisées en gamme microondes et les recherches s'orientent vers le terahertz, l'infra-rouge lointain et l'optique.*

*Les cristaux photoniques, ensuite, dont la structuration se fait à l'échelle de la longueur d'onde, peuvent présenter des propriétés main-gauche sans qu'il soit nécessaire de définir des paramètres effectifs. Les courbures de bande du diagramme de dispersion permettent dans ce cas d'obtenir une réfraction négative.*

*Ce chapitre général sur les matériaux artificiels périodiques sera l'occasion de s'intéresser, par la présentation de résultats théoriques et de simulations que nous avons réalisées, aux principes physiques régissant les matériaux main-gauche et d'introduire les notions exploitées dans les lignes main-gauche.*

### 3.1 Propriétés main-gauche dans les matériaux artificiels périodiques

Les matériaux à permittivité diélectrique et perméabilité magnétique négatives ont été étudiés de manière théorique par V. G. Veselago en 1968 [104]. Pour une onde plane se propageant dans ces matériaux, le triplet de vecteurs  $(\mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{k})$  (respectivement le champ électrique, le champ magnétique et le vecteur d'onde) est un trièdre indirect et pour cette raison V. G. Veselago les a qualifiés de main-gauche.

Une première propriété des milieux doublement négatifs peut être mise en avant en considérant les conditions de passage entre un milieu main-droite et un milieu main-gauche. Lors du passage vers le milieu main-gauche, l'angle de réfraction de l'onde est négatif. Ce résultat, conséquence des relations de continuité des champs électromagnétiques lors du changement de milieu, conduit à définir un indice de réfraction négatif pour les milieux main-gauche. Ce phénomène correspond à l'inversion de la loi de Snell-Descartes.

En conséquence de la réfraction négative, il est possible de réaliser une lentille plane grâce à une lame de matériau main-gauche. Considérons une épaisseur  $e$  d'un milieu dans lequel  $\epsilon_r = \mu_r = -1$ , plongé dans le vide et dont l'interface est plane. L'image d'un objet situé à la distance  $l < e$  de l'interface peut être parfaitement refocalisée au delà du milieu main-gauche (FIG. 3.1), sans réflexion de l'onde.

Les valeurs négatives de permittivité et de perméabilité impliquent également que la vitesse de phase soit opposée à la vitesse de groupe dans les milieux main-gauche. Les conséquences sont surprenantes et les exemples classiquement cités sont les suivants :

- L'inversion de l'effet Doppler : dans le cas d'une source s'approchant du récepteur, le décalage en fréquence se fait vers le bas dans le milieu main-gauche.
- L'inversion de l'effet Cerenkov : une particule se déplaçant à une vitesse relativiste émet un rayonnement électromagnétique. Le cône de rayonnement dans le milieu main-gauche est opposé au sens de propagation de la particule.

Enfin, la propriété des milieux main-gauche portant le plus à conséquence a été mise en avant par J. B. Pendry. Celui-ci a démontré que la propagation d'une onde électromagnétique dans ces milieux s'accompagnait non seulement

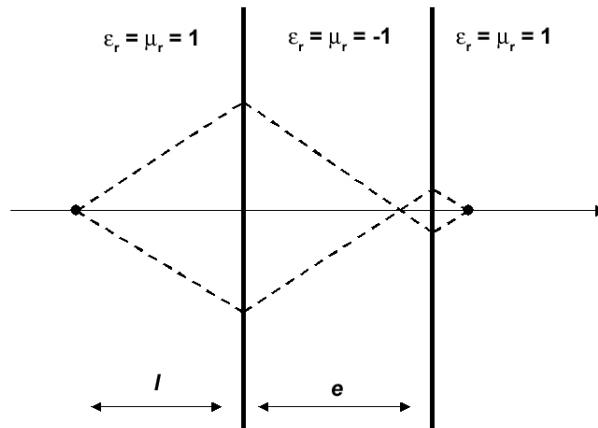


FIG. 3.1 – Schéma de principe de la lentille plane. La réfraction négative dans le milieu main-gauche permet de refocaliser l'image de l'objet au delà du milieu doublement négatif.

d'un renversement de la phase pour les composantes propagatives mais également d'une amplification des composantes évanescentes [105]. Ce résultat est particulièrement intéressant puisqu'il permet d'imaginer la reconstruction parfaite de l'image d'un objet à travers un matériau main-gauche. Sur le plan théorique, ce dispositif, la *lentille parfaite*, permet de dépasser la limite classique de résolution en  $\lambda$  des dispositifs optiques conventionnels.

Si ces matériaux sont particulièrement intéressants au regard des applications potentielles, leur étude a été longtemps limitée par la difficulté d'obtenir en pratique des paramètres  $\epsilon_r$  et  $\mu_r$  simultanément négatifs. L'intérêt pour ce type de milieu a été relancé récemment par l'intermédiaire des milieux périodiques, capables de créer artificiellement de telles conditions. Nous présentons dans ce chapitre deux catégories de matériaux artificiels périodiques susceptibles de présenter des propriétés similaires à celle des milieux main-gauche, à savoir les métamatériaux et les cristaux photoniques.

Dans le premier cas, la structuration périodique se fait à une échelle plus petite devant la longueur d'onde et l'objectif est cette fois-ci de décrire la structure par l'intermédiaire de valeurs de permittivité et de perméabilité négatives. Cette approche nécessite de pouvoir homogénéiser le milieu et si cette condition est remplie, le milieu effectif présente des propriétés dépassant celle des matériaux constitutifs pris à l'état brut, ce qui explique qu'il soit qualifié de *métamatériau*.

Nous rappelons que le préfixe *méta* signifie *au delà de*, indiquant l'idée d'une transformation conduisant à un changement des propriétés de ces matériaux.

Si l'approche par les métamatériaux a été la première exploitée dans le cadre des milieux main-gauche, d'autres milieux périodiques sont susceptibles de reproduire des effets physiques observables dans les milieux main-gauche. C'est le cas des cristaux photoniques dans lesquels il est possible d'obtenir une réfraction négative. L'étude des propriétés du milieu se fait alors par l'intermédiaire du diagramme de bande.

### 3.2 Réfraction négative dans les cristaux photoniques

La généralisation du principe des réseaux de Bragg aux trois dimensions de l'espace a donné naissance au concept de *cristal photonique* [106]. Dans ces milieux périodiques, la propagation des ondes électromagnétiques est régie par les phénomènes de diffraction. Leur étude est réalisée sur la base de concepts initialement propres à la physique du solide. La géométrie du cristal photonique est décrite dans l'espace direct par sa maille élémentaire et les champs électromagnétiques s'écrivent sous la forme de fonctions de Bloch. La résolution des équations de Maxwell dans ce système permet de définir le diagramme de bande du réseau dans la première zone de Brillouin. Ce diagramme définit les modes de propagation possibles dans la structure en fonction de la fréquence.

La propagation d'une onde électromagnétique dans un cristal photonique peut présenter un angle de réfraction anormal à proximité de la bande interdite [107, 108]. Cette propriété du réseau peut être prédite par la structure de bande du cristal. M. Notomi a démontré que l'indice de réfraction  $n$ , défini par la relation  $\omega = c_0 k/n$ , où  $\omega$  est la fréquence radiale,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide et  $k$  le vecteur d'onde, ne pouvait pas décrire d'une manière générale la propagation d'une onde électromagnétique dans le cristal photonique [109]. En effet, les effets diffractifs dans le cristal rendent cette grandeur fortement dépendante de l'angle d'incidence du faisceau sur le milieu périodique. La représentation des surfaces isofréquences du réseau (représentation des surfaces à fréquence constante dans l'espace réciproque) permet de mettre en évidence ces effets et d'étudier la propagation d'une onde électromagnétique dans ces conditions (FIG. 3.2). L'angle de propagation peut alors être déduit de la direction de propagation de l'énergie. Pour cela, le vecteur vitesse de groupe est calculé de

la manière suivante :

$$\vec{v}_g = \vec{grad}_k(\omega) \quad (3.1)$$

Par conséquent, dans cette représentation la direction de propagation est donnée par la normale à la surface isofréquence. Le repliement des bandes, conséquence de la périodicité du cristal, s'accompagne de la création de bandes interdites, qui peuvent également être visualisées.

Notons qu'au voisinage du point  $\Gamma$  de la zone de Brillouin, les surfaces isofréquences sont quasi-circulaires (FIG. 3.2). Cela signifie que dans un intervalle de fréquences autour du gap, il est possible de définir un indice de réfraction effectif, qui est dans ce cas indépendant de l'angle d'incidence. Il est également important de noter le signe de  $\vec{v}_g$  : lorsque  $\omega$  est croissant, le rayon des cercles se resserre, traduisant une propagation dirigée vers l'intérieur de la surface, et donc un indice effectif négatif.

L'analogie avec les semiconducteurs peut être poursuivie : à proximité de la bande interdite, il est possible, à partir de la courbure de bande également, de définir une masse effective pour les porteurs. L'électron se comporte alors comme un porteur libre, dont la masse est corrigée par sa valeur effective. Pour le cristal photonique, à proximité de la bande interdite, le photon peut être vu comme un photon libre, c'est à dire correspondant à une onde plane, se propageant dans un milieu dont l'indice est l'indice effectif. Dans ces conditions uniquement, les lois de l'optique géométrique classique peuvent être appliquées et le matériau est considéré comme isotrope.

Cet effet a également été démontré de manière expérimentale et théorique dans des cristaux photoniques métalliques : P. V. Parimi par exemple a démontré une réfraction négative dans un réseau triangulaire de tiges métalliques entre 8 et 11 GHz [110].

Cette approche basée sur la valeur effective négative de l'indice est réalisée à proximité du point  $\Gamma$ , au delà de la première bande de la structure (FIG. 3.3). Une lentille parfaite réalisée à partir d'un cristal photonique serait cependant limitée en résolution par la surface d'une maille élémentaire, qui est la dimension caractéristique du système. Pour cette raison, il est préférable d'exploiter le cristal photonique aux faibles valeurs de  $a\lambda = \omega a/2\pi c$ , ce qui implique de choisir les bandes les plus basses, qui sont généralement main-droite.

Sur la première bande, à proximité du point  $M$ , il est possible d'observer une réfraction négative [111]. Le phénomène n'est plus une propriété intrinsèque du cristal, comme dans le cas précédent, puisque la vitesse de phase et de groupe

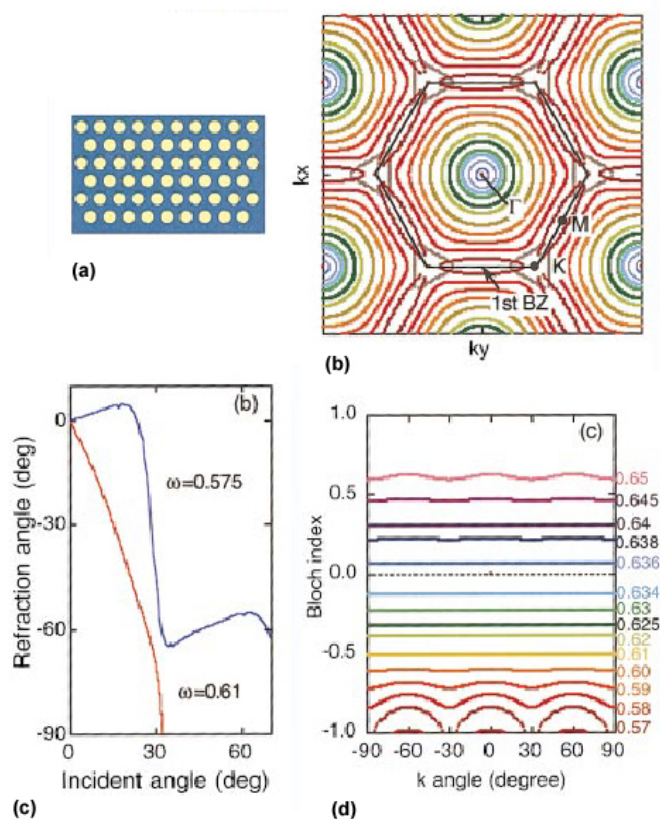


FIG. 3.2 – Cristal photonique 2D à maille hexagonale (a), et surfaces isofréquences des modes TE pour les fréquences normalisées ( $\omega a/2\pi c$ ), comprises entre 0,560 et 0,635 (de l'extérieur vers l'intérieur) (b). Le réseau est constitué de cylindres de diamètre  $0,7 a$ , où  $a$  est le pas du réseau. Les cylindres d'indice  $n_1 = 3,6$  sont placés dans un milieu d'indice  $n_2 = 1,2$ . Angle de réfraction en fonction de l'angle d'incidence (c), calculé à partir de la relation 3.1 qui donne la direction de propagation de l'énergie. Indice effectif en fonction de l'orientation du vecteur d'onde dans le plan, déduit du rayon des surfaces isofréquences (d) [109].

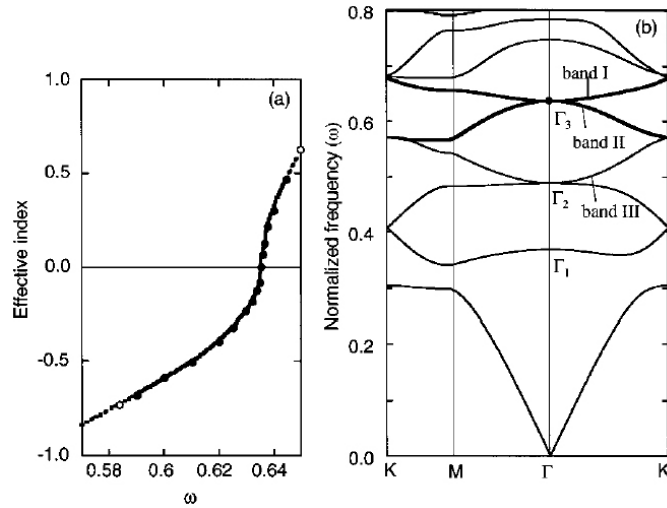


FIG. 3.3 – Indice effectif en fonction de la fréquence pour les modes TE d'un cristal photonique 2D hexagonal de GaAs ( $n_1=3,6$ ,  $n_2=1$ ,  $2r=0,7 a$ . Structure de bande du même cristal (b) [109].

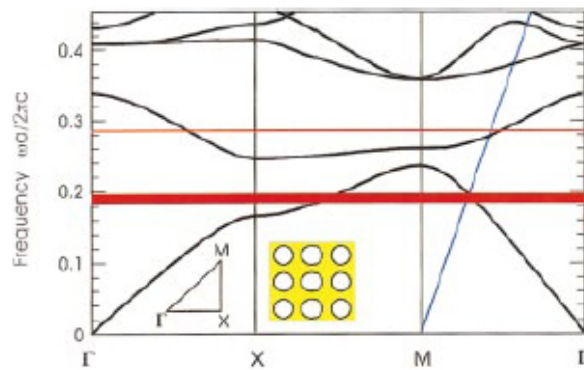


FIG. 3.4 – Structure de bande d'un cristal photonique constitué de trous d'air dans du diélectrique, de permittivité relative égale à 12. Le rayon des trous  $r = 0,35 a$ , où  $a$  est le pas du réseau. La réfraction négative est observée en dessous du cône de lumière (reporté sur la figure) et pour  $\omega > 0,186 \times 2\pi c/a$ . La fréquence minimale est déterminée par la condition d'isotropie.

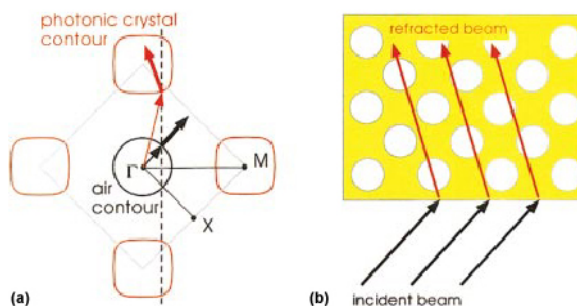


FIG. 3.5 – Illustration de la réfraction négative observée sur la première bande du cristal photonique. Réfraction négative dans le cristal, construite à partir des surfaces à fréquence constante et de la conservation de la composante tangentielle du vecteur d'onde (a). Les flèches en traits gras correspondent aux vitesses de groupe celles en traits fins aux vecteurs d'onde. Onde réfractée dans le cristal photonique (b). D'après C. Luo [111].

ne sont plus de sens opposé (FIG. 3.4). Il se produit lors du couplage du cristal photonique à l'air. Les surfaces isofréquences sont, à proximité du point  $M$ , convexes, par conséquent la vitesse de groupe est dirigée vers le point  $M$ . Les conditions de couplage du cristal photonique à l'air dans ce cas sont présentées FIG. 3.5. La conservation de la composante tangentielle du vecteur d'onde lors du changement de milieu impose le point de fonctionnement dans le cristal photonique (FIG. 3.5(a)). La direction de propagation de l'énergie est déterminée à partir du contour à fréquence constante (équation 3.1). Le schéma met en évidence l'angle négatif de réfraction, et le trajet de l'onde est représenté FIG. 3.5(b).

Ce principe est cependant très limité en fréquence, puisqu'il faut à la fois assurer un couplage efficace de l'énergie vers le cristal photonique et être dans un régime de contours isofréquences convexes. Ces deux valeurs limites de fréquence correspondent respectivement au point d'intersection de la première bande avec la ligne de lumière et au point de fréquence pour lequel le rayon de courbure des contours à fréquence constante diverge (FIG. 3.4).

Ces raisonnements ne se limite pas aux réseaux uniquement diélectriques, puisque C. Luo a démontré numériquement un comportement similaire dans un cristal photonique métal-diélectrique [112]. L'intérêt de ce cristal mixte selon les auteurs est de pouvoir utiliser un matériau diélectrique de plus faible permittivité que dans le cas purement diélectrique ( $\epsilon_r = 3$  au lieu de 12).

Même si certaines structures sont réalisables en gamme microonde [112], les cristaux photoniques ont surtout démontré leur intérêt dans le domaine de l'op-



tique. Ils nécessitent alors une structuration qui peut être nanométrique. Les techniques de la micro et de la nano-électronique sont dans ce cas particulièrement bien adaptées pour la réalisation des dispositifs. Les aspects à la fois de simulation et de réalisation technologique sont traités au sein de l'équipe, notamment dans le cadre du travail de M. Perrin [113] et de la thèse de S. Fasquel. Dans le domaine des microondes, la préférence est donnée à l'approche des métamatériaux qui est détaillée dans le paragraphe suivant.

### 3.3 Métamatériaux à permittivité et perméabilité négatives

Dans l'histoire récente des métamatériaux, l'approche progressive a été privilégiée, c'est à dire que la réalisation de ces matériaux s'est faite en trois temps. La réalisation d'un réseau à permittivité négative, puis celle d'un réseau à perméabilité négative ont précédé la superposition des deux pour obtenir le métamatériau doublement négatif. Nous reprenons cette démarche en étudiant successivement les réseaux de fils métalliques et de résonateurs à activité magnétique, puis nous évoquons d'autres approches alternatives, comme l'utilisation d'un seul motif ou celle d'une structuration diélectrique.

#### 3.3.1 Réseaux de fils

La synthèse de milieux à permittivité effective négative a été largement inspirée par la physique des plasmas. Considérons un milieu globalement neutre à l'équilibre (par exemple l'ionosphère). L'application d'un champ électrique sur ce milieu aura comme effet de déplacer les charges et de créer localement une densité de charges non nulle. Cette densité crée à son tour un champ électrique qui agit comme une force de rappel sur les charges. Un phénomène d'oscillation peut de cette façon être obtenu lorsque la fréquence d'excitation est égale à la fréquence plasma  $f_p$  définie par :

$$f_p^2 = \frac{nq^2}{4\pi^2\epsilon_0 m_{eff}} \quad (3.2)$$

où  $n$  est la densité d'électrons,  $q$  la charge élémentaire,  $\epsilon_0$  la permittivité du vide et  $m_{eff}$  la masse effective des électrons dans le milieu.

Dans les métaux, les charges en présence sont constituées par les électrons et les noyaux des atomes. La fréquence plasma associée se situe généralement

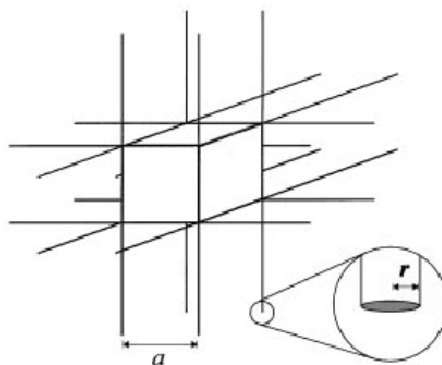


FIG. 3.6 – Structure périodique de fils minces infinis proposée par J. B. Pendry [114].

dans le spectre ultraviolet (elle est voisine de  $3,5 \cdot 10^3$  THz pour l'aluminium par exemple). Le modèle de Drude des métaux traduit ce phénomène et dans ce cas la fonction diélectrique s'écrit :

$$\epsilon_r(f) = 1 - \frac{f_p^2}{f(f + i\gamma)} \quad (3.3)$$

où  $\gamma$  est un terme d'amortissement, traduisant la dissipation de l'énergie dans le système.

L'idée proposée par J. B. Pendry est de diluer fortement le milieu pour abaisser la valeur de la fréquence plasma. A titre d'exemple, il a proposé un réseau périodique 3D de fils métalliques minces, à maille cubique (FIG. 3.6) [114]. Dans ce cas la densité d'électrons dans le milieu est abaissée. Soit  $n_{eff}$  cette densité effective. Elle s'écrit alors :

$$n_{eff} = n \frac{\pi r^2}{a^2} \quad (3.4)$$

avec  $n$  la densité d'électrons dans les fils,  $r$  le rayon des fils et  $a$  le pas du réseau.

Cependant, la dilution du milieu n'est pas le seul paramètre à prendre en compte. La réduction très forte des dimensions des fils est également à l'origine d'effets selfiques, qui peuvent être pris en compte par une modification de la masse effective des électrons. Dans ce cas, pour le réseau considéré précédemment, à partir du calcul du champ magnétique induit par le courant circulant dans les fils, J. B. Pendry a démontré qu'elle pouvait s'écrire de la manière

suivante :

$$m_{eff} = \frac{\mu_0 \pi r^2 q^2 n}{2\pi} \ln(a/r) \quad (3.5)$$

où  $\mu_0$  est la perméabilité du vide. A partir des équations 3.2, 3.4 et 3.5 il est possible de réécrire l'expression de la fréquence plasma en fonction des paramètres du réseau :

$$f_p^2 = \frac{c_0^2}{2\pi a^2 \ln(a/r)} \quad (3.6)$$

où  $c_0$  est la vitesse de la lumière dans le vide.

En considérant à nouveau l'exemple de l'aluminium ( $n = 1,806 \cdot 10^{29} \text{ m}^{-3}$ ) pour  $r = 1 \text{ }\mu\text{m}$  et  $a = 5 \text{ mm}$ , la masse effective des électrons dans les fils est augmentée de 4 ordres de grandeur, et la fréquence plasma du milieu est abaissée à 8,2 GHz.

Trois comportements peuvent être distingués dans cette structure pour une onde électromagnétique en fonction de sa fréquence :

- Sous la fréquence plasma, en conséquence d'une valeur négative de permittivité, seuls subsistent des modes évanescents. L'onde incidente ne peut pénétrer le milieu que sur une profondeur limitée. Des plasmons de surface peuvent se propager à l'interface entre le milieu périodique et un milieu diélectrique.
- A la fréquence plasma l'oscillation des charges est résonnante, et le vecteur d'onde est nul.
- Au delà de la fréquence plasma, l'énergie électromagnétique peut se propager à l'intérieur du réseau selon des modes transverses, dont la courbe de dispersion tend asymptotiquement vers la ligne de lumière  $\omega = ck$ , ou selon un mode longitudinal non dispersif [114, 115].

Dans le cadre des métamatériaux, c'est le premier régime qui est exploité. Pour repousser les effets de diffraction plus haut en fréquence, il est nécessaire d'avoir une fréquence plasma pour laquelle la longueur d'onde dans le vide  $\lambda_{0_p}$  est grande devant les dimensions du réseau (dans notre exemple,  $\lambda_{0_p} = 35 \text{ mm}$  pour  $a = 5 \text{ mm}$ ). Cette condition, qui est par ailleurs favorable à l'homogénéisation du milieu, implique que le rayon des fils soit petit devant le pas du réseau. En effet,  $\lambda_{0_p}$  est relié aux dimensions du réseau par la relation suivante :

$$\lambda_{0_p}^2 = 2\pi a^2 \ln(a/r) \quad (3.7)$$

obtenue à partir de l'expression de la fréquence plasma (équation 3.6). Par conséquent, la condition  $\lambda_{0_p} \gg a$  revient à  $a/r \gg 1$ .

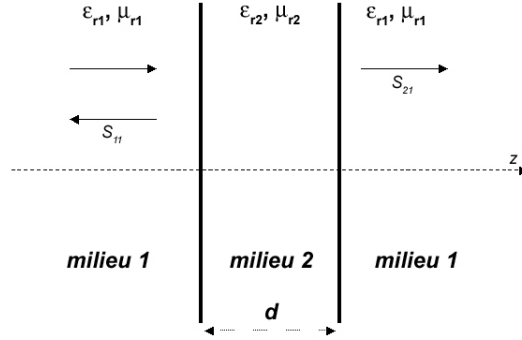


FIG. 3.7 – Représentation schématique du problème de l'extraction des paramètres  $\epsilon_{r2}$  et  $\mu_{r2}$ .

Nous avons réalisé au sein du groupe la simulation de ce type de réseaux, par l'intermédiaire du logiciel HFSS qui exploite la méthode des éléments finis. Si la périodicité du réseau peut être décrite dans ce logiciel selon les axes transverses à la direction de propagation, grâce à des conditions aux limites adéquates, il n'est pas possible de simuler le comportement d'une onde électromagnétique se propageant à travers un réseau infiniment long. Les résultats que nous présentons ne concernent par conséquent que des réseaux comportant un nombre fini de cellules élémentaires le long de l'axe de propagation.

A partir des résultats en transmission obtenus par ces simulations, il est possible d'extraire la valeur de la permittivité effective du milieu considéré. Nous avons pour cela utilisé une méthode basée sur celle proposée par W. B. Weir, que nous détaillons maintenant [116].

Considérons deux milieux homogènes 1 et 2, caractérisés par leurs constantes électromagnétiques  $\epsilon_0\epsilon_{r1}$ ,  $\mu_0\mu_{r1}$ ,  $\epsilon_0\epsilon_{r2}$  et  $\mu_0\mu_{r2}$ . Le milieu 1 est supposé infini de part et d'autre du milieu 2, d'épaisseur  $d$  (FIG. 3.7). Nous considérons la propagation d'une onde selon  $z$ , et connaissant les paramètres du premier milieu, nous cherchons à déterminer les valeurs de  $\epsilon_{r2}$  et  $\mu_{r2}$ . Ce raisonnement est valable pour une onde se propageant dans un guide d'onde, sur une ligne TEM ou pour une onde plane en espace libre.

Soient  $\Gamma$  et  $T$  les grandeurs définies par :

$$\Gamma = \frac{\sqrt{\mu_{r2}/\epsilon_{r2}} - \sqrt{\mu_{r1}/\epsilon_{r1}}}{\sqrt{\mu_{r2}/\epsilon_{r2}} + \sqrt{\mu_{r1}/\epsilon_{r1}}} \quad (3.8)$$

$$T = \exp\left(-j \frac{\omega}{c_0} \sqrt{\mu_{r2} \epsilon_{r2}} d\right) \quad (3.9)$$

où  $\omega$  est la fréquence radiale et  $c_0$  la vitesse de la lumière dans le vide. Les paramètres S, définis dans les plans d'interface des deux milieux s'écrivent alors :

$$S_{11} = \frac{(1 - T^2)\Gamma}{1 - T^2\Gamma^2} \quad (3.10)$$

$$S_{21} = \frac{(1 - \Gamma^2)T}{1 - T^2\Gamma^2} \quad (3.11)$$

Il est possible d'inverser les équations pour obtenir  $\Gamma$  et  $T$  en fonction des paramètres S :

$$\Gamma = \frac{S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1}{2S_{11}} \pm \sqrt{\frac{(S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1)^2}{4S_{11}^2} - 1} \quad (3.12)$$

$$T = \frac{S_{21}}{1 - S_{11}\Gamma} \quad (3.13)$$

De même il est possible d'inverser les relations 3.8 et 3.13 pour exprimer  $\epsilon_{r2}$  et  $\mu_{r2}$  en fonction de  $\Gamma$  et  $T$  :

$$\epsilon_{r2} = j \sqrt{\frac{\epsilon_{r1}}{\mu_{r1}}} \left(\frac{c}{\omega d}\right) \text{Ln}(T) \left(\frac{1 - \Gamma}{1 + \Gamma}\right) \quad (3.14)$$

$$\mu_{r2} = j \sqrt{\frac{\mu_{r1}}{\epsilon_{r1}}} \left(\frac{c}{\omega d}\right) \text{Ln}(T) \left(\frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma}\right) \quad (3.15)$$

Deux couples de solutions sont obtenus (equation 3.12), puisque pour exprimer  $\Gamma$  en fonction des paramètres S il faut résoudre une équation du second degré. L'ambiguïté sur le choix des solutions peut cependant être levée en considérant notamment la partie imaginaire de la quantité  $\sqrt{\epsilon_{r2}\mu_{r2}}$ , qui doit être positive ou nulle pour avoir une solution physiquement acceptable dans le cas d'une propagation à valeurs de  $z$  croissantes.

Dans les simulations, nous nous intéressons plus particulièrement au cas d'un réseau cubique dont la cellule élémentaire est constituée d'un simple fil mince (FIG. 3.8), éclairé par une onde plane. Le champ électrique est polarisé selon l'axe du fil. Cette situation permet d'obtenir une permittivité effective négative pour une propagation perpendiculaire aux fils. Pour rendre compte de la symétrie du réseau et imposer la polarisation, les plans perpendiculaires à l'axe du fil sont considérés comme des murs électriques et les plans parallèles comme des murs magnétiques. De cette façon le champ magnétique est perpendiculaire au champ électrique.

Nous présentons les résultats obtenus pour cette structure, dans le cas d'un

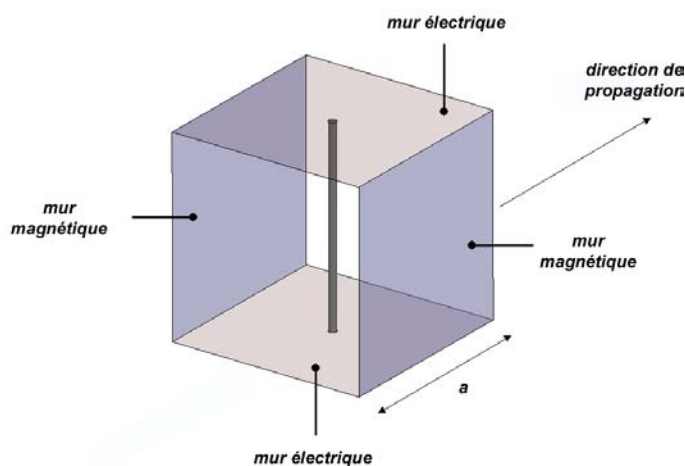


FIG. 3.8 – Schéma d'une cellule unitaire utilisée pour la création d'un milieu à permittivité négative, simulée en éléments finis.

fil d'aluminium de rayon  $r = 10 \mu\text{m}$  placé dans le vide, le pas du réseau  $a$  étant fixé à 5 mm. A partir des simulations en éléments finis réalisées par D. Navas et T. Simelio [117, 118], nous avons calculé les valeurs de permittivité et de perméabilité correspondantes.

Le caractère fini des structures simulées est parfaitement retrouvé dans les paramètres  $S$  obtenus (FIG. 3.9), et notamment dans les ondulations du niveau de transmission au-delà de la fréquence plasma. Le niveau de réjection sous la fréquence plasma évolue rapidement avec le nombre de cellules, et tend vers un comportement de type passe-haut idéal. L'évolution de la partie réelle de la permittivité (FIG. 3.10(a)) tend vers l'évolution décrite par le modèle de Drude, conformément aux résultats théoriques présentés précédemment. La valeur de la fréquence plasma se stabilise avec l'augmentation du nombre de cellules vers 10,8 GHz (La valeur obtenue est identique pour 7 et 12 cellules). La partie réelle de la perméabilité (FIG. 3.11(a)) tend à se rapprocher d'une valeur constante proche de 1, excepté à la fréquence plasma, qui est un point singulier. Les parties imaginaires se rapprochent également de la valeur nulle lorsque le nombre de cellules augmente. Le facteur de remplissage  $F.R.$ , défini et calculé de la manière suivante :

$$F.R. = \frac{\text{Volume de métal}}{\text{Volume total}} = \frac{\pi r^2 a}{a^3} \quad (3.16)$$

est faible ( $F.R. \approx 10^{-5}$  dans notre cas), ce qui traduit un milieu fortement

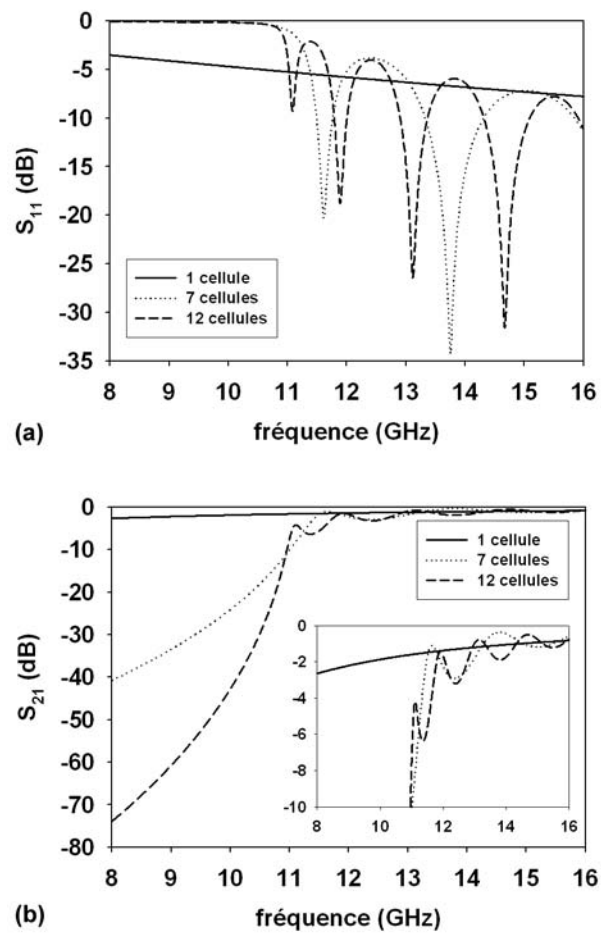


FIG. 3.9 – Paramètres S du réseau carré de fils d'aluminium, pour un nombre fini de cellules dans la direction de propagation.

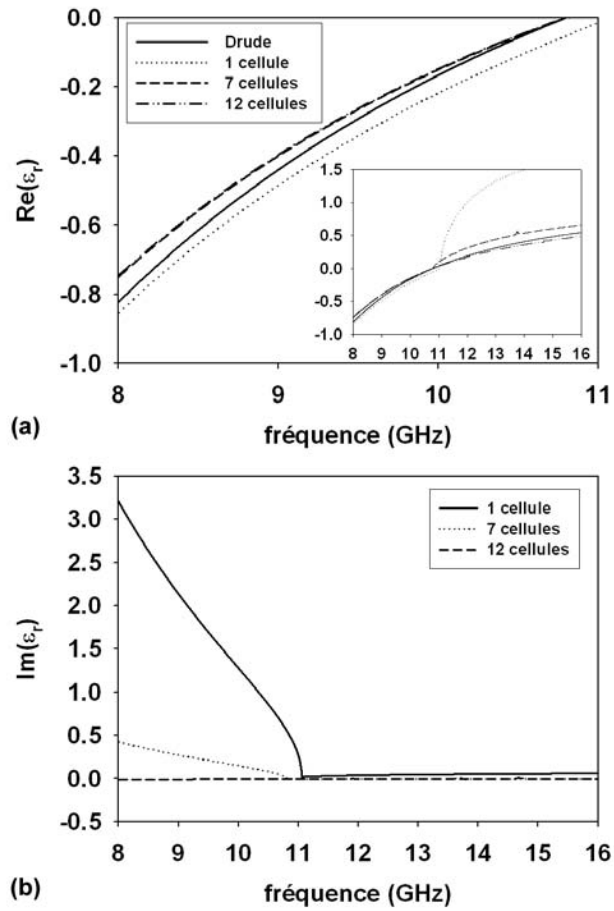


FIG. 3.10 – Permittivité relative du réseau carré de fils d'aluminium, calculée à partir des paramètres S de la FIG. 3.9.



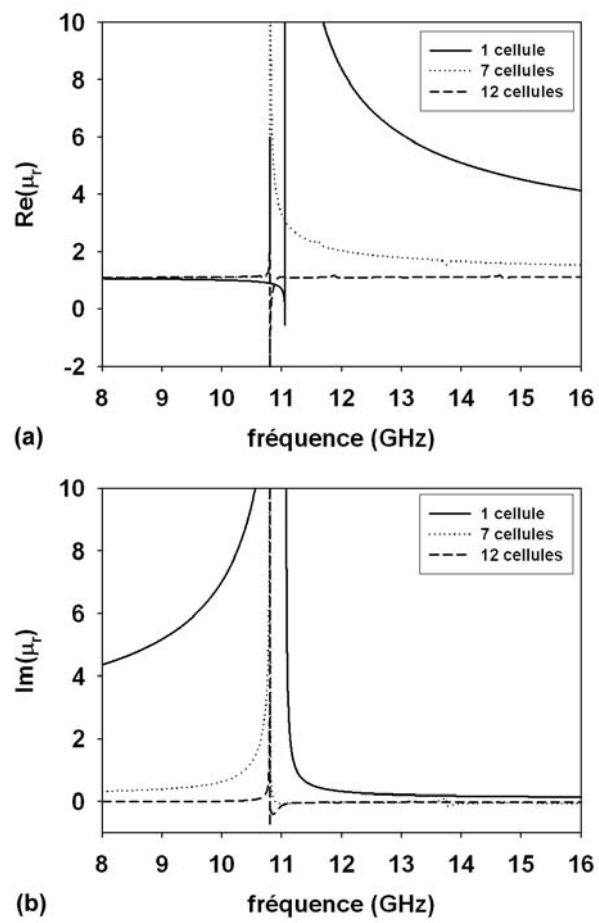


FIG. 3.11 – Perméabilité relative du réseau carré de fils d'aluminium, calculée à partir des paramètres S de la FIG. 3.9.

dilué. Par conséquent les pertes ohmiques sont très basses en raison des faibles quantités de métal mises en jeu.

En résumé, un réseau de fils métalliques éclairé par une onde plane dont le champ électrique est polarisé le long de l'axe des fils présente une permittivité effective négative. L'évolution de cette permittivité peut être décrite par un modèle de Drude. La fréquence plasma correspondante peut être choisie à partir des dimensions du réseau, et peut être abaissée en gamme microonde. Des simulations en éléments finis associées à une méthode d'extraction des paramètres électromagnétiques effectifs ont été réalisées pour étudier ce comportement.

### 3.3.2 Résonateurs à activité magnétique

#### Les *Split Ring Resonators*

Les motifs métalliques permettant d'obtenir une perméabilité effective négative qui ont contribué à dynamiser la recherche sur les métamatériaux sont les *Split Ring Resonators* (SRR), proposé par J. B. Pendry [119]. Il s'agit de deux cylindres ouverts imbriqués l'un dans l'autre (FIG. 3.12). Ils sont excités par un champ magnétique transverse à la direction de propagation de l'onde, et dirigé selon l'axe des cylindres. La permittivité effective négative est obtenue dans un réseau de SRR grâce à un comportement très fortement non linéaire du motif. Celui-ci est réalisé par la combinaison d'effets inductifs et capacitifs qui entrent en résonance. J. B. Pendry a démontré que de cette façon la perméabilité effective, calculée comme la moyenne volumique de la perméabilité sur une cellule unitaire, pouvait prendre au voisinage de la résonance des valeurs négatives. Une ouverture est pratiquée sur les cylindres pour éviter d'avoir des courants circulant entièrement autour de l'anneau, de manière à créer un effet capacitif sur le cylindre.

La perméabilité effective complexe peut alors s'écrire :

$$\mu_{eff} = 1 - \frac{F}{1 + i\frac{\gamma}{f} - (\frac{f_0}{f})^2} \quad (3.17)$$

avec  $F$  la fraction de volume occupée par le cylindre intérieur :

$$F = \frac{\pi r^2}{a^2} \quad (3.18)$$

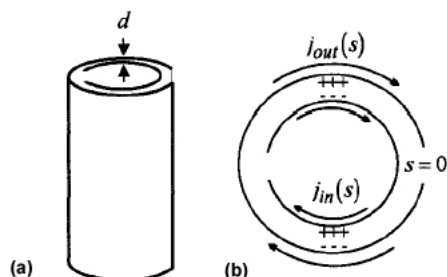


FIG. 3.12 – Schéma d'un SRR, proposé par J. B. Pendry. les deux cylindres métalliques sont séparés d'une distance  $d$  (a). Sous l'effet d'un champ magnétique parallèle à l'axe du cylindre, les courants  $j_{in}$  et  $j_{out}$  sont induits comme indiqué sur le schéma (b). Ces courants sont d'autant plus importants que la capacité entre les cylindres est élevée [119].

$\gamma$  un coefficient d'amortissement :

$$\gamma = \frac{\rho}{\pi r \mu_0} \quad (3.19)$$

et  $f_0$  la fréquence de résonance, pour laquelle la perméabilité diverge dans le cas d'un conducteur sans perte, définie par :

$$f_0^2 = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{3dc_0^2}{\pi^2 r^3} \quad (3.20)$$

$r$  représente le rayon du cylindre intérieur,  $a$  le pas du réseau (carré),  $\rho$  la résistivité du métal,  $\mu_0$  la perméabilité du vide,  $d$  la distance entre les cylindres et  $c_0$  la vitesse de la lumière dans le vide. La fréquence plasma magnétique  $f_{pm}$  est définie comme la fréquence à laquelle la perméabilité passe par la valeur nulle. Elle peut s'écrire de la manière suivante :

$$f_{pm}^2 = \frac{f_0^2}{1 - F} \quad (3.21)$$

Le comportement fréquentiel de la perméabilité effective que nous venons de détailler est représenté FIG. 3.13, dans le cas d'un motif métallique de conductivité infinie.

Quatre régimes de fonctionnement peuvent être identifiés pour les cylindres imbriqués :

- $f < f_0$  : aux basses fréquences la perméabilité est proche de l'unité.
- $f_0 < f < f_{pm}$  : dans cet intervalle, si les pertes métalliques sont suffisamment faibles, il est possible, grâce à la non linéarité du résonateur d'obtenir

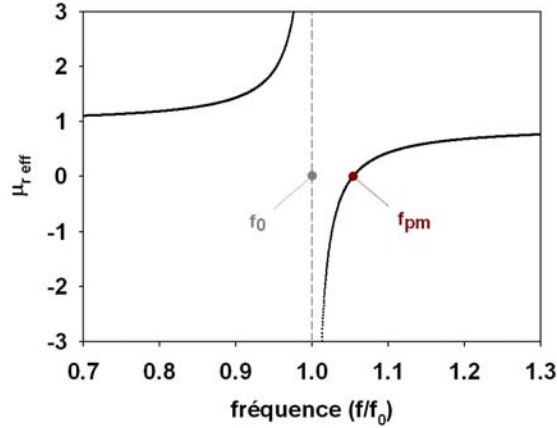


FIG. 3.13 – Comportement fréquentiel de la perméabilité relative effective du réseau carré de cylindres imbriqués, représentés FIG. 3.12.

une valeur négative de perméabilité.

- $f = f_{pm}$  : à la fréquence plasma magnétique, le mode supporté par le système est un mode magnétique longitudinal, de manière similaire au cas du champ électrique dans le plasma diélectrique.
- $f > f_{pm}$  : la perméabilité est à nouveau positive et tend vers  $1 - F$ .

Dans la perspective de réaliser véritablement un matériau isotrope, J. B. Pendry a proposé un arrangement tridimensionnel de ces cylindres, dont la hauteur, maintenant finie, est réduite à une épaisseur de métallisation (FIG. 3.14).

Pour le réseau cubique représenté FIG. 3.14(c), en supposant d'une part que le rayon intérieur  $r$  du premier cylindre est grand devant l'épaisseur  $c$  des cylindres et la distance  $d$  qui les sépare, que d'autre part la distance  $l$  entre les plans est inférieure à  $r$  et enfin que la quantité  $\ln \frac{c}{d}$  est grande devant  $\pi$ , il est possible de calculer la capacité  $C$  par cellule unitaire entre deux sections parallèles d'anneaux :

$$C = \frac{\epsilon_0}{\pi} \ln \frac{2c}{d} \quad (3.22)$$

où  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide,  $c$  la largeur de l'anneau et  $d$  la distance entre les anneaux (FIG. 3.14).

En supposant de plus que les anneaux empilés sont suffisamment rapprochés les uns des autres, et que les lignes de champ magnétiques sont sensiblement dans la même configuration que dans le cas des cylindres infinis, il est possible

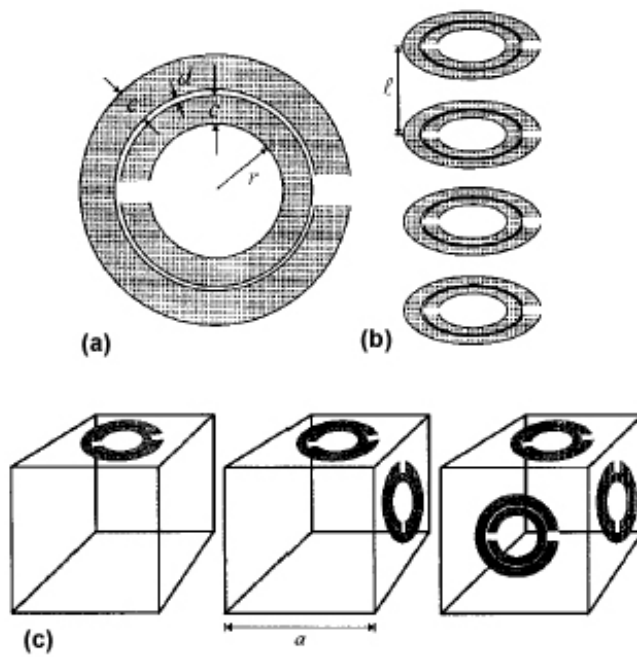


FIG. 3.14 – Motifs SRR pour la réalisation de matériaux isotropes (a). Construction de la cellule unitaire à symétrie cubique (c).

d'exprimer la perméabilité effective sous la même forme que dans le cas des cylindres infinis (équation 3.17), mais avec cette fois-ci :

$$\gamma = \frac{l\rho_1}{\pi r\mu_0} \quad (3.23)$$

où  $\rho_1$  est la résistivité par unité de longueur des anneaux, mesurée le long de leur circonférence et :

$$f_0^2 = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{3lc_0^2}{\pi \ln \frac{2c}{d} r^3} \quad (3.24)$$

Dans le cas d'un réseau cubique, les grandeurs  $l$  et  $a$  sont identiques. A titre d'exemple, pour  $c = 1$  mm,  $d = 100$   $\mu\text{m}$ ,  $r = 2$  mm et  $l = a = 10$  mm,  $f_0 \approx 30$  GHz.

Comme nous venons de le voir, l'étude analytique de ces structures est possible, sous certaines conditions. Pour dimensionner les résonateurs en prenant notamment en compte leur environnement (comme le substrat sur lequel ils sont déposés), les outils numériques peuvent cependant être nécessaires.

Deux types d'études sont alors réalisables par la méthode des éléments finis : l'analyse des paramètres de transmission et la recherche des modes propres d'une cellule élémentaire. Pour illustrer cette idée, nous présentons la simulation d'un SRR carré sur substrat à faible permittivité, dont les paramètres électromagnétiques correspondent à ceux du *Duroïd 5800* de la société *ROGERS* ( $\epsilon_r=2,2$ ,  $\tan \delta = 9.10^{-4}$ ). Les dimensions de la structure sont détaillées FIG. 3.15. La résolution en mode propre permet de déterminer la fréquence de résonance  $f_0$  du SRR, ainsi que le coefficient de qualité  $Q$ . Dans notre cas, pour des anneaux en cuivre (de conductivité  $\sigma_{Cu} = 5,8.10^7$  S.m $^{-1}$ ) sur un substrat à faibles pertes,  $Q = 350$  et  $f_0 = 12$  GHz. Notons que la largeur  $b$  de l'anneau le plus grand vaut environ  $\lambda_0/10$ ,  $\lambda_0$  étant la longueur d'onde dans le vide à 12 GHz. Le tracé de l'amplitude du champ électrique dans le plan du SRR met clairement en évidence l'effet capacitif entre les anneaux. Sur la figure présentée, c'est l'anneau de plus grande dimension qui est résonnant, ce qui explique l'accumulation du champ électrique dans son ouverture. Pour la simulation, des conditions périodiques sont appliquées dans les trois directions de l'espace. Les paramètres de transmission et les pertes associés à un cellule unitaire sont présentés FIG. 3.16. Ils concernent la même structure que celle utilisée dans la résolution en modes propres, pour laquelle la propagation se fait selon l'axe  $z$ . La résonance de la structure est manifeste sur le paramètre de transmission à 12 GHz.

L'extraction des valeurs de permittivité et de perméabilité peut en théorie

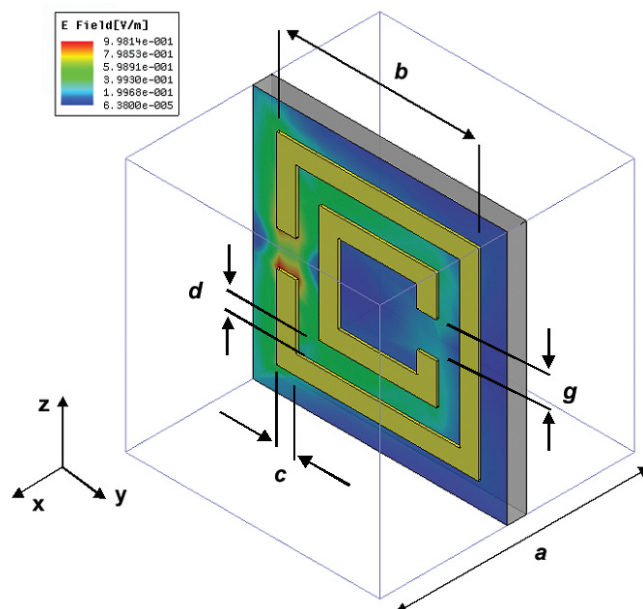


FIG. 3.15 – Carte de champ électrique obtenue pour le premier mode propre d'un SRR. La cellule unitaire est carré, de côté  $a = 3,3\text{mm}$ .  $b = 2,62\text{ mm}$ ;  $c = 250\ \mu\text{m}$ ;  $d = 300\ \mu\text{m}$ ;  $g = 460\ \mu\text{m}$ . L'épaisseur du substrat est de  $250\ \mu\text{m}$ . Celle de la métallisation (cuivre) est de  $30\ \mu\text{m}$ .

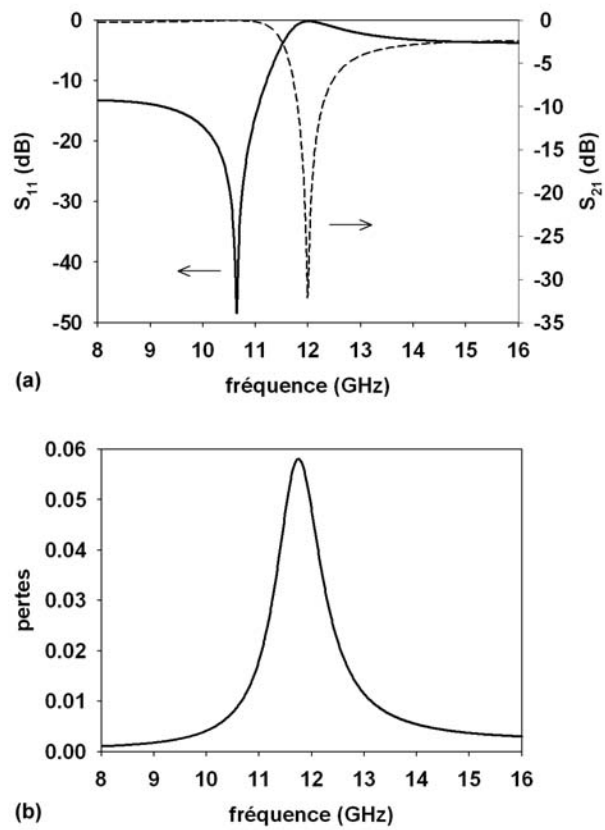


FIG. 3.16 – Paramètres de transmission (a) et pertes (b) d'une cellule unitaire, contenant un SRR.



être réalisée à partir de ces résultats de simulation. Cependant, le caractère fortement non linéaire des résonateurs rend ce travail bien plus délicat à réaliser que dans le cas des réseaux de fils, dont le comportement est monotone sur l'intervalle des fréquences considéré. Les résultats que nous avons obtenus dans le cas des SRR ne sont pas satisfaisants et par conséquent nous avons choisi de ne pas les exploiter.

Dans la perspective d'améliorer ces résultats, nous proposons une alternative pour l'obtention des paramètres effectifs. Elle consiste à calculer la valeur moyenne des champs électromagnétiques à l'intérieur d'une cellule unitaire, et à en déduire les permittivité et perméabilité effectives par les relations suivantes :

$$\epsilon_{eff} = \frac{\mathbf{D}_{moyen}}{\epsilon_0 \mathbf{E}_{moyen}} \tag{3.25}$$

$$\mu_{eff} = \frac{\mathbf{B}_{moyen}}{\mu_0 \mathbf{H}_{moyen}} \tag{3.26}$$

où  $\mathbf{D}_{moyen}$ ,  $\mathbf{E}_{moyen}$ ,  $\mathbf{B}_{moyen}$  et  $\mathbf{H}_{moyen}$ , sont les valeurs moyennes respectivement des composantes de déplacement électrique, de champ électrique, de champ magnétique et d'induction magnétique, dans le volume de la cellule unitaire. Cette approche est possible numériquement par la méthode des éléments finis puisque dans ce cas les champs sont calculés dans le volume du système étudié.

### Autres motifs métalliques

D'autres motifs purement métalliques peuvent également présenter une activité magnétique. J. D. Baena a proposé des résonateurs en spirale (SR) [120], qui sont réalisés en reliant les anneaux d'un SRR (FIG. 3.17). Ces motifs conservent le comportement fréquentiel du SRR, tout en abaissant fortement la fréquence de résonance. Tout comme le SRR, ces motifs peuvent être assimilés en première approximation à un réseau  $LC$  en série, et la fréquence de résonance peut alors s'écrire sous la forme :

$$f_0^2 = \frac{1}{2\pi LC} \tag{3.27}$$

L'inductance  $L$  peut être approximée par celle d'un anneau simple d'épaisseur  $c$  et de rayon égal à  $r_0$ , le rayon moyen du motif. Dans les 3 cas (SRR, SR2 et SR3), sa valeur est très proche. Soit  $C_0$  la capacité associée au motif SR2. Supposons que  $c_u$  soit la capacité par unité de longueur pour deux électrodes en vis à vis.  $C_0$  s'écrit alors :

$$C_0 = 2\pi r_0 c_u \tag{3.28}$$

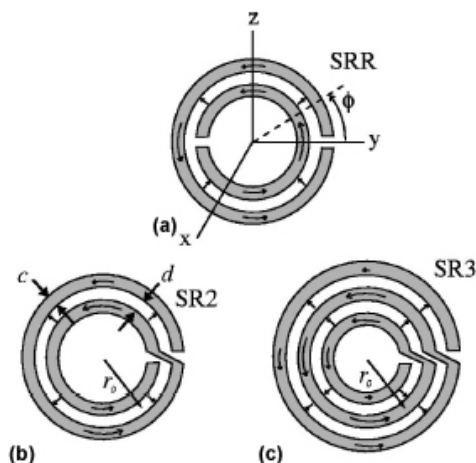


FIG. 3.17 – Résonateurs en spirale de J. D. Baena (b) et (c), comparés au SRR de J. B. Pendry (a) [120]. Les 3 motifs ont le même rayon moyen  $r_0$ .

Dans le cas du SRR, chaque moitié du motif contribue à la capacité totale dans une configuration en série, ce qui correspond à deux  $C_0/2$  en série, soit  $C_0/4$ . Pour le SR3, la capacité équivalente correspond à deux  $C_0$  en parallèle, soit  $2C_0$ . Par conséquent, les fréquences de résonances des différents motifs sont reliées de la manière suivante :

$$f_0^{SRR} = 2f_0^{SR2} = 2\sqrt{2}f_0^{SR3} \quad (3.29)$$

A fréquence de résonance égale, les dimensions du SR2 (SR3) sont réduites d'un facteur 2 ( $2\sqrt{2}$ ) par rapport au SRR. Ces motifs devraient permettre par conséquent de réaliser des matériaux périodiques plus proches d'un milieu continu.

Nous avons présenté dans cette partie différents motifs métalliques capables, au sein d'un réseau périodique, de présenter une perméabilité effective négative. Pour les SRR, nous avons présenté deux exemples de simulation électromagnétique, relatifs aux propriétés de transmission de ces structures ainsi qu'à leur mode propre de résonance.

### Résonances de Mie dans les diélectriques

Le dernier type de réseau que nous présentons exploite les résonances obtenues par réflexion simple dans un système composé uniquement de diélectriques.

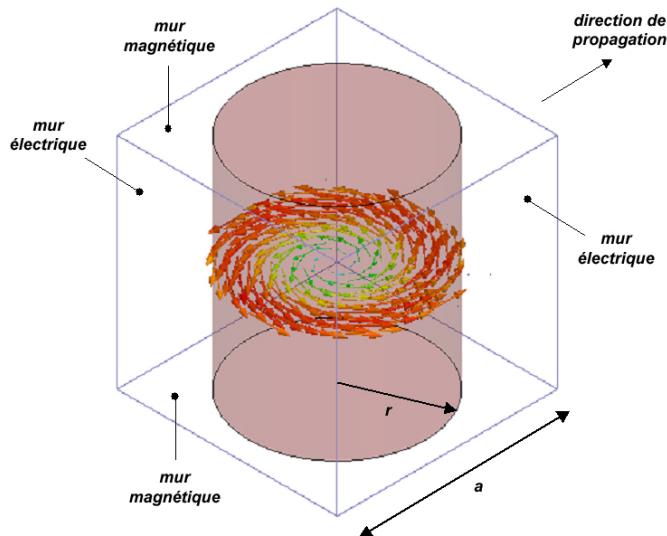


FIG. 3.18 – Courants volumiques à la résonance dans le cylindre à haute permittivité. L'amplitude des courants est plus élevée à la périphérie.  $a = 5$  mm ;  $r = 2$  mm.

Ce processus n'utilise pas des réflexions de Bragg multiples pour créer des interférences, mais plutôt les contrastes élevés des constantes diélectriques. À la manière d'un puits de potentiel qui retient les électrons dans un système quantique, les inclusions à forte permittivité stockent les photons. Dans le cas d'un réseau cubique constitué de cylindres de rayon  $r$ , il est possible d'obtenir des coefficients de qualité élevés lorsque la quantité  $kr = 2\pi r/\lambda$  est résonnante avec un mode d'oscillation des cylindres [121]. Dans ce cas, lorsque le champ magnétique est orienté parallèlement à l'axe des cylindres, le courant de déplacement à l'intérieur de l'inclusion est fortement augmenté. Ce courant est circulaire et contenu dans le plan perpendiculaire à l'axe du cylindre.

Comme pour les SRR, l'effet de perméabilité négative est d'autant plus marqué que les champs électromagnétiques sont inhomogènes au sein d'une cellule. S. O'Brien a étudié un réseau carré de période  $a = 5$  mm composé de cylindres de rayon  $r = 2$  mm. Les cylindres sont placés dans le vide et leur permittivité est choisie proche d'une valeur réalisable avec le ferroélectrique  $\text{Ba}_{0,6}\text{Sr}_{0,4}\text{TiO}_3$  (BSTO). Dans ce cas, pour  $\epsilon = 200 + 5i$ , la résonance a lieu à 4 GHz. Après homogénéisation du milieu, il a déterminé une perméabilité effective négative voisine de  $-5$  à la résonance. La simulation de cette structure que nous avons réalisée est présentée FIG. 3.18, et met en avant la configuration du courant

électrique dans le plan perpendiculaire à l'axe des cylindres.

A condition de choisir le contraste de permittivité élevé, la fréquence de résonance peut être obtenue pour des dimensions de cellule petites devant la longueur d'onde. Dans ce cas, l'homogénéisation est possible et une perméabilité effective fortement non linéaire est obtenue, sans que la permittivité soit trop dispersive.

### 3.3.3 Réseaux doublement négatifs

D. R. Smith est à l'origine de la première réalisation d'un milieu composite 1D à permittivité et perméabilité négatives [122]. Il a superposé à un réseau de SRR un réseau de fils, dont la fréquence plasma est supérieure à la fréquence de résonance des anneaux. Il a alors observé une remontée de la transmission à travers ce milieu, dans l'intervalle de fréquence où à la fois la permittivité et la perméabilité sont négatives. Cette expérimentation démontrait pour la première fois une propriété des milieux main-gauche prévu par V. G. Veselago, à savoir la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu doublement négatif.

R. A. Shelby a proposé une version bidimensionnelle de ce milieu composite, à partir de SRR carrés (FIG. 3.19) [123]. Les dimensions de la cellule de base sont présentées FIG. 3.20, ainsi que les résultats obtenus en espace libre pour une onde incidente plane (FIG. 3.21). Le champ électrique est dirigé selon l'axe des fils. Pour une propagation dans les directions [10] et [01], le champ magnétique est parfaitement perpendiculaire aux SRR, ce qui est favorable à leur excitation et par conséquent, le niveau de transmission est plus élevé que pour la direction cristallographique [11].

En traitant le problème de l'adaptation d'impédances entre le milieu main-gauche et le milieu main-droite environnant, K. Li a pu améliorer le niveau de transmission à travers le même type de structure [125], composée de fils et de SRR métalliques. Il a démontré par des mesures en espace libre de l'angle de réfraction que sa structure présentait un indice effectif proche de -1 au pic de transmission, c'est à dire à la résonance des SRR [126]. En conséquence, la réflexion à l'interface des deux milieux est minimisée, et il a obtenu un coefficient de transmission proche de -1 dB pour une structure à 3 cellules unitaires dans la direction de propagation.

Nous avons réalisé la simulation de cette structure par la méthode des éléments finis, afin de mettre en évidence de manière numérique le comportement



FIG. 3.19 – Photo du milieu composite 2D réalisé par R. A. Shelby [124].

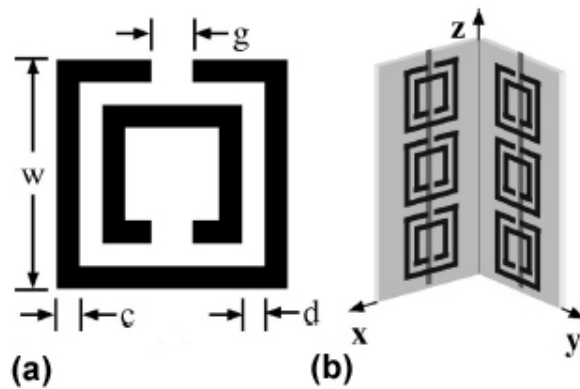


FIG. 3.20 – Détail d'un SRR (a) et schéma d'une cellule unitaire du réseau réalisé par R. A. Shelby (b).  $c = 250 \mu\text{m}$ ,  $d = 300 \mu\text{m}$ ,  $g = 460 \mu\text{m}$ ,  $w = 2,62 \text{ mm}$ . Chaque cellule unitaire comporte 6 SRR en cuivre et deux rubans métalliques de 1 cm de long, sur la face du substrat opposée aux SRR [123].

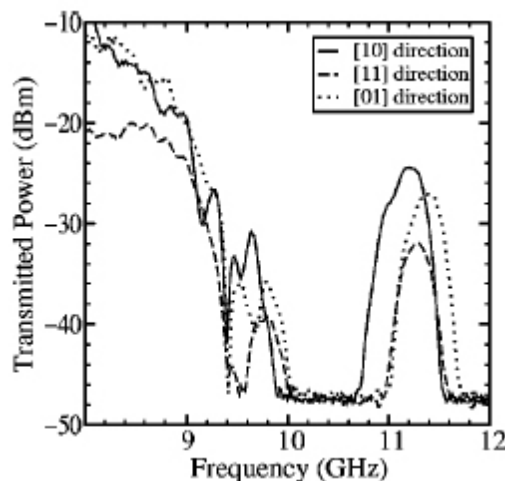


FIG. 3.21 – Mesures en transmission obtenues par R. A. Shelby, pour différentes directions de propagation. Le repère utilisé est présenté FIG. 3.20

main-gauche de la structure. Une cellule unitaire de ce milieu composite est représenté FIG. 3.22. Les conditions aux limites présentées sur la figure permettent de simuler un milieu infini dans les directions transverses à l'axe de propagation et de polariser l'onde incidente. Le champ électrique est dirigé selon l'axe des fils et le champ magnétique selon l'axe des anneaux.

Nous avons notamment simulé une structure composée de 6 cellules unitaires selon l'axe de propagation, encadrées de part et d'autre par du vide. Les motifs métalliques sont en cuivre de conductivité  $\sigma_{Cu} = 5,8.10^7 \text{ S.m}^{-1}$ . Les paramètres électromagnétiques du substrat sont ceux du *Duroïd 5880* ( $\epsilon_r = 2,2$  et  $\tan \delta = 9.10^{-4}$ ). Malgré des pertes élevées, de l'ordre de 30 %, lors de la propagation dans le milieu main-gauche, le niveau de transmission atteint -2 dB en bande passante (FIG. 3.23). Précisons que les pertes ( $P$ ) sont définies comme la quantité d'énergie qui n'est ni réfléchi ni transmise par la structure. Elles sont calculées à partir des paramètres S par la relation suivante :  $P = 1 - (S_{11}^2 + S_{21}^2)$ . Ce résultat confirme que la réflexion aux interfaces des milieux est faible. On peut également noter que ces résultats sont cohérents avec les performances obtenue par K. Li, qui a mesuré un niveau de transmission deux fois plus élevé pour une structure comportant deux fois moins de cellules unitaires.

Concernant le comportement main-gauche de la structure, il est possible de d'étudier l'évolution du front d'onde lors de la propagation en modifiant la phase à l'injection. Nous représentons FIG. 3.24 l'amplitude du champ électrique dans

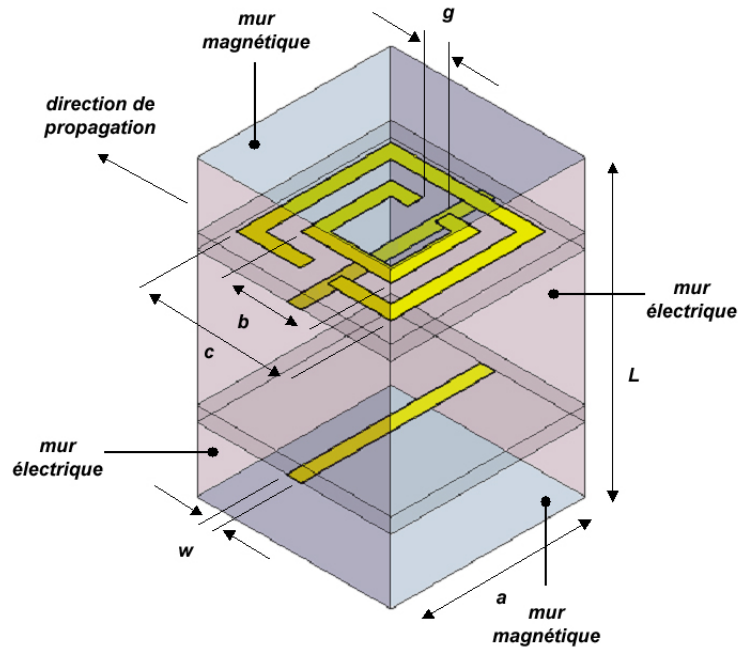


FIG. 3.22 – Schéma de la cellule unitaire de la structure de K. Li, utilisé pour la simulation électromagnétique. L'épaisseur de métallisation est de  $17 \mu\text{m}$ .  $a = 3,3 \text{ mm}$ ;  $b = 1,53 \text{ mm}$ ;  $c = 2,63 \text{ mm}$ ;  $g = 460 \mu\text{m}$ ;  $w = 250 \mu\text{m}$  (pour les fils et les anneaux);  $L = 5 \text{ mm}$ . L'épaisseur du substrat est de  $254 \mu\text{m}$ .

le plan des anneaux pour mettre en avant les propriétés de transmission dans les deux milieux, main-gauche et main-droite. Sur la figure, l'énergie est injectée par le bas. Dans le vide, le front d'onde, dont la propagation dans la structure est représentée par celle des points à valeur de champ identique se déplace vers le haut, dans le même sens que l'énergie. En revanche, dans le milieu périodique, le front d'onde évolue dans la direction opposée. Par conséquent, la vitesse de groupe et la vitesse de phase sont de signe opposé, comme annoncé par V. G. Veselago pour un milieu doublement négatif. Ce résultat est intéressant puisque cela signifie qu'il est possible numériquement, avec cette méthode de calcul, d'observer un comportement main-gauche dans un milieu structuré.

D'autres réalisations récentes visent à réaliser un matériau composite doublement négatif en utilisant un seul motif métallique. C. R. Simovski a étudié les propriétés d'un réseau tridimensionnel isotrope constitué de motifs en  $\Omega$  [127], proposés initialement par M. M. I. Saadoun pour la réalisation d'un déphaseur

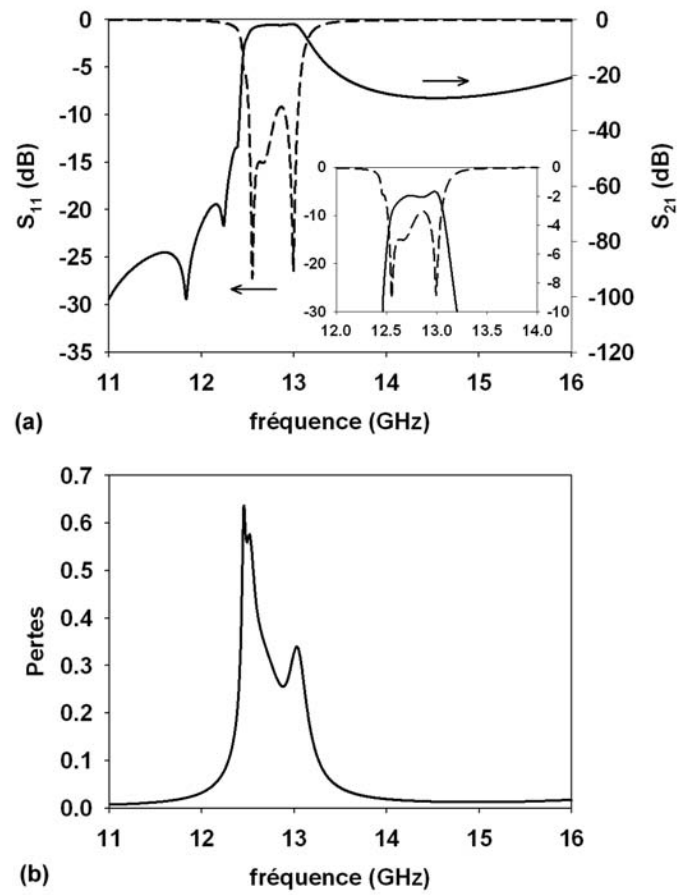


FIG. 3.23 – Paramètres S (a) et pertes (b) obtenus par simulation pour la structure présentée FIG. 3.24.



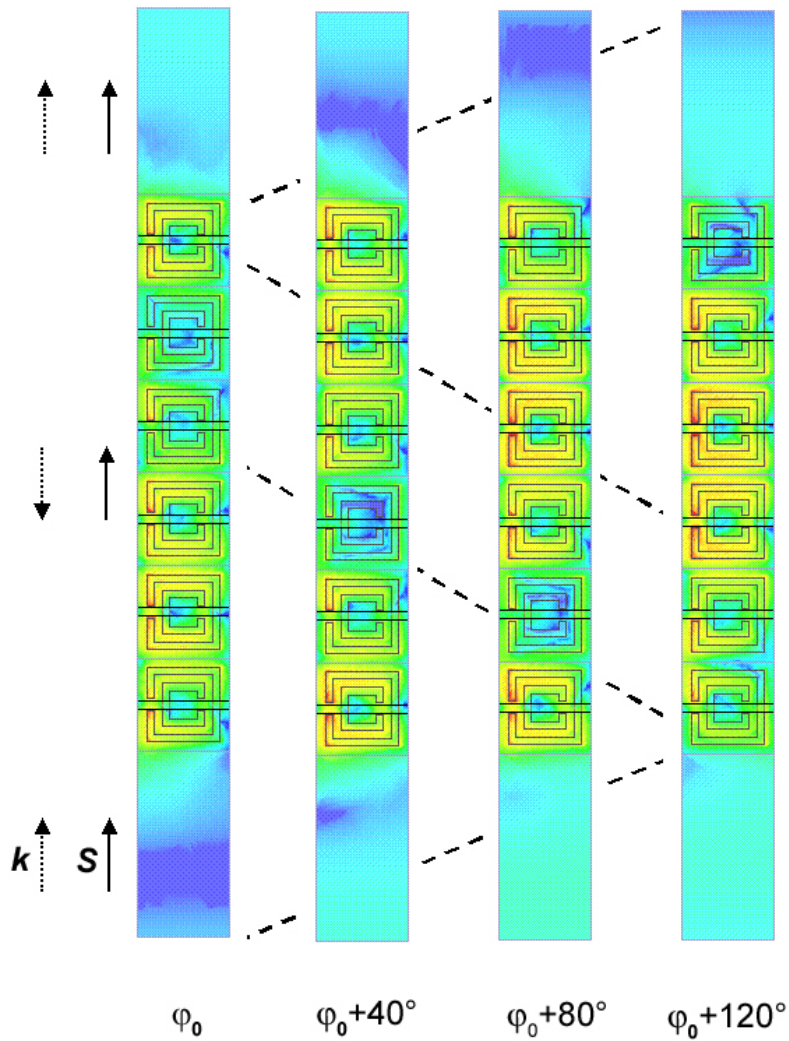


FIG. 3.24 – Simulation électromagnétique d'une structure composée de 6 cellules unitaires présentées FIG. 3.22. Les traits en pointillés permettent de suivre l'évolution du front d'onde. L'énergie est injectée par le bas. De part et d'autre du milieu composite, dans lequel le vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  est opposé au vecteur de Poynting  $\mathbf{S}$ , la propagation se fait dans le vide. Le changement de phase à l'origine permet de mettre en évidence le comportement main-gauche dans le milieu chargé par les fils et les anneaux, c'est à dire l'inversion du vecteur d'onde.

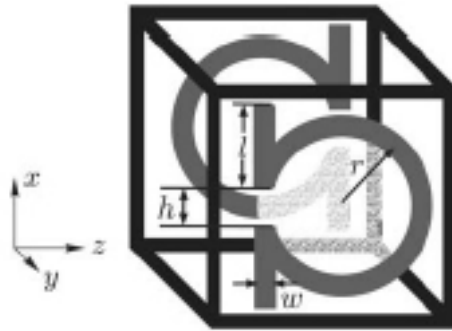


FIG. 3.25 – Cellule cubique unitaire, composé d'un arrangement de 3 paires de motifs  $\Omega$  (pour la clarté de la figure, uniquement une paire de motifs est représentée).

réciproque [128]. Ce motif combine à la fois un dipole magnétique (l'anneau) et un dipole électrique (les bras) (FIG. 3.25), et permet à la résonance d'obtenir non seulement une perméabilité mais également une permittivité effective négative. L'intérêt selon J. Huangfu de ce type de motif réside dans la réduction des pertes et la simplification de la structure [129]. En effet, le milieu est réalisé par le simple empilement de substrats, comme pour la structure de K. Li, mais il peut être exploité selon deux directions de propagation. La structure de R. A. Shelby présente cette bidimensionnalité mais elle est plus complexe à réaliser puisqu'il faut croiser les empilements de substrat. J. Huangfu a mesuré pour cette structure un indice de réfraction effectif de  $-1,7$  à la résonance, et un niveau de transmission proche de  $-10$  dB.

### Des réseaux doublement négatifs en optique ?

La montée en fréquence de ces structures s'accompagne d'un certain nombre de difficultés. Sur le plan technologique tout d'abord, la nécessité de réaliser des motifs à des échelles très petites devant la longueur d'onde peut devenir un facteur limitant. En gamme terahertz par exemple, les dimensions de la structuration deviennent microniques.

Si les possibilités offertes par les techniques de la micro et de la nanoélectronique permettent d'envisager la réalisation de structures à ces échelles, une

autre limitation, concernant les lois d'échelle, doit être contournée.

Concernant les réseaux à permittivité négative, il est possible en modifiant simplement l'épaisseur et la concentration des fils de repousser la fréquence plasma dans l'infrarouge moyen. Au delà, le milieu n'est plus suffisamment dilué et le comportement du réseau tend à être dominé par les effets diffractifs.

Pour les résonateurs métalliques à activité magnétique, l'augmentation de leur fréquence de résonance vers l'infrarouge lointain ne peut se faire par une simple réduction des dimensions. Plusieurs contributions doivent alors être prises en compte.

- La fonction diélectrique du métal : à partir de l'infrarouge lointain, le comportement du gaz d'électrons dans le métal s'apparente à celui d'un plasma et il est nécessaire d'utiliser une permittivité complexe fortement dispersive pour décrire le comportement électromagnétique du métal.
- La masse effective des électrons : la réduction de l'épaisseur des motifs à des valeurs inférieures à l'épaisseur de peau, nécessaire pour établir une résonance à fréquence élevée, s'accompagne d'effets inductifs additionnels. Ils s'expliquent par l'inertie des électrons, qui ne peut plus être ignorée lorsque les dimensions des motifs sont fortement réduites. La valeur de la fréquence de résonance subit alors un effet de saturation, en raison de l'augmentation de l'inductance globale du résonateur.
- L'absorption de l'énergie : une autre conséquence de la réduction des dimensions est la diminution du libre parcours moyen des électrons dans le métal structuré, en raison du resserrement des rubans métalliques (de largeur  $D$  (FIG. 3.26)). L'effet de surface associé contribue à augmenter le niveau d'absorption dans le motif par rapport à celui du matériau constitutif.

En prenant en compte ces différents aspects, S. O'Brien a proposé des résonateurs en forme de C (FIG. 3.26) capables de fonctionner à quelques dizaines de terahertz [130]. Si ces structures peuvent fonctionner en infrarouge lointain notamment grâce à la faible quantité de métal utilisée et à une géométrie adaptée, leur analyse met en avant les difficultés imposées par la réduction des dimensions et les propriétés inertielles des électrons pour la montée en optique des dispositifs métalliques. Par ailleurs, d'autres voies telles que celles associant des cylindres diélectriques à forte permittivité pourraient être considérées comme alternatives.

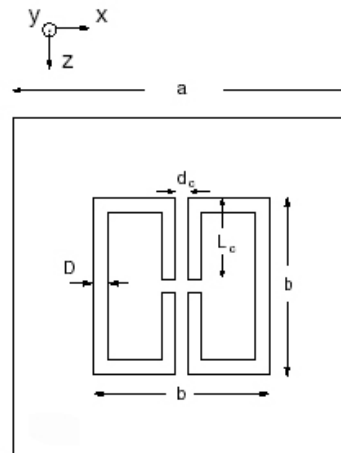


FIG. 3.26 – Résonateurs métalliques en C, proposé par S. O’Brien [130]. Ils sont considérés comme infini dans la direction  $y$ . Pour l’excitation, le champ électrique est dirigé selon  $x$ , le champ magnétique selon  $y$ , la propagation se fait selon  $z$ . Pour  $a = 300$  nm ;  $b = 156$  nm ;  $D = 12$  nm ;  $L_c = 72$  nm et  $d_c = 12$  nm, la fréquence de résonance est voisine de 110 THz.

### 3.4 Conclusion

Nous avons présenté dans ce troisième chapitre les matériaux main-gauche et leur propriétés. Nous nous sommes intéressés exclusivement à la conception de milieux périodiques avec comme objectif la réalisation d’un matériau artificiel.

Nous avons présenté différentes structures à permittivité et perméabilité effectives négatives, obtenues par structuration périodique métallique. La simulation d’un réseau de fils et de SRR carrés nous a permis de mettre en évidence la rétropropagation d’une onde électromagnétique dans ce milieu composite, et de pointer deux difficultés majeures pour l’exploitation de ces structures. C’est un point de blocage majeur pour les applications, et notamment pour la réalisation de la lentille parfaite. Elles concernent tout d’abord les pertes, qui peuvent être élevées. Ce phénomène est inhérent à l’utilisation de résonateurs. La seconde difficulté porte sur l’adaptation du milieu main-gauche au milieu environnant, dans le but de minimiser la réflexion aux interfaces des milieux et de favoriser l’injection. Nous verrons dans le chapitre suivant que ces limitations peuvent être nuancées dans les structures utilisant des lignes de propagation chargées.

Pour la montée en fréquence des réseaux métalliques, un certain nombre de problèmes sont posés à la fois par la réduction des dimensions et par le

comportement des métaux à fréquences élevées. Nous avons détaillé sur ces aspects les comportements diélectriques et magnétiques des structures à l'origine de ces limitations.

Si les approches par les réseaux périodiques sont d'un grand intérêt pour la réalisation de dispositifs optiques, comme la lentille parfaite, ou pour la compréhension des phénomènes mis en jeu, elles sont plus difficilement exploitables sous cette forme pour la réalisation de dispositifs hyperfréquences.

Pour ces applications, les structures plaquées semblent plus adéquates. Elles permettent de réaliser un grand nombre de systèmes de couplage, de filtrage ou encore de rayonnement.

Dans le chapitre suivant, l'approche microondes est davantage mise en avant, à travers l'étude des lignes de propagation chargées qui permettent, comme nous le verrons, de réaliser l'ensemble de ces dispositifs.



## CHAPITRE 4

### Lignes de propagation main-gauche et applications

*Pour les applications microondes des matériaux main-gauche, les lignes de transmission constituent une alternative aux milieux artificiels présentés dans le chapitre précédent. Il s'agit d'utiliser les méthodes de conception de circuits et d'analyse des lignes de transmission pour proposer des structures exploitant les propriétés originales des matériaux artificiels.*

*La première idée, pour recréer les conditions de propagation dans un milieu doublement négatif, est d'utiliser la ligne de transmission duale de celle du modèle classique. Cependant, cette structure est difficilement réalisable avec des éléments répartis. En revanche, il est possible de charger périodiquement une ligne de transmission classique de manière à perturber la relation de dispersion qui lui est associée et à obtenir un comportement de matériau doublement négatif dans un intervalle de fréquence restreint.*

*Nous présentons dans ce chapitre différentes approches tirant parti de ces idées. Elles se rassemblent en deux ensembles, les structures plaquées, qui sont des structures ouvertes et les structures en guides d'onde, favorables aux applications pour lesquelles un faible niveau de pertes est requis.*

*Enfin, nous proposons une ligne composite rétropropagative originale qui présente un niveau de transmission élevé en résolvant le problème de l'injection de l'énergie dans le milieu artificiel. Elle est réalisée en technologie finline, structure fermée qui est par conséquent utilisable sur toute la bande main-gauche, sans perte par radiation.*

## 4.1 Lignes de transmission main-gauche : principes et réalisations

Cette première partie du chapitre introduit les concepts utilisés pour la réalisation de dispositifs microondes à partir des lignes de transmission main-gauche.

Nous présentons la ligne de transmission duale, obtenue par l'inversion des éléments du schéma équivalent d'une ligne classique, ainsi que ses propriétés par l'intermédiaire notamment du diagramme de dispersion.

Pour des raisons technologiques, la ligne *chargée* lui est préférée. Celle-ci consiste en une ligne de transmission classique sur laquelle une capacité en série et une inductance en parallèle sont ajoutées périodiquement, de manière à obtenir une bande de transmission main-gauche.

Différentes réalisations en structures planaires ou en guide d'onde sont présentées, ainsi que des résultats de simulation, de manière à mettre en évidence l'intérêt des lignes de transmission main-gauche dans les applications.

### 4.1.1 La ligne duale

Une ligne de transmission en microondes est théoriquement d'une longueur  $l$  grande devant la longueur d'onde. Par conséquent, la tension et le courant varient le long de la ligne, et il devient nécessaire de la modéliser par un réseau électrique distribué de type passe-bas. Il comporte une résistance  $R_s$  et une inductance  $L_s$  en série, qui correspondent respectivement aux pertes actives et réactives dans les conducteurs de la ligne, ainsi qu'une conductance  $G_p$  et une capacité  $C_p$  représentant les pertes d'énergie active et réactive dans le diélectrique. Pour prendre en compte l'effet de propagation, la ligne est modélisée par une suite d'éléments identiques correspondant à ce réseau, dont la longueur est choisie très petite devant la longueur d'onde. Les grandeurs  $R_s$ ,  $L_s$ ,  $G_p$  et  $C_p$  représentent alors les valeurs de résistance, inductance, conductance et capacité linéiques.

Il est alors possible à partir du schéma équivalent du tronçon unitaire (FIG. 4.1) de déterminer la relation de dispersion relative à la propagation des ondes électromagnétiques le long de la ligne. Soit  $Z$  l'impédance des éléments en série et  $Y$  l'admittance des éléments en parallèle sur le schéma équivalent. La relation de dispersion s'écrit dans ce cas :

$$\gamma^2 = (\alpha + j\beta)^2 = ZY \quad (4.1)$$

où  $\alpha$  est l'atténuation linéique et  $\beta$  la constante de propagation.



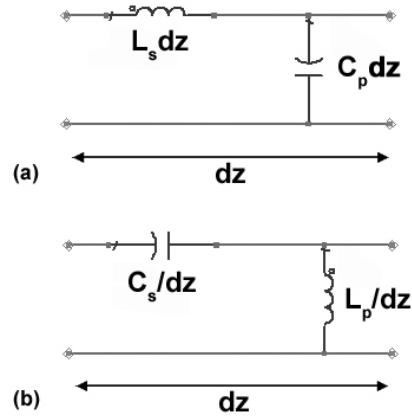


FIG. 4.1 – Schéma équivalent d'un tronçon de ligne de transmission sans perte de longueur  $dz$  (a) et schéma équivalent de la ligne duale lui correspondant (b).

Le passage entre les notions de courant et de tension et les champs électromagnétiques se fait classiquement en faisant correspondre la tension sur la ligne au champ électrique, par l'intermédiaire de la définition de la différence de potentiel, et le courant au champ magnétique, par l'intermédiaire de la loi d'Ampère. Il est alors possible d'identifier les équations des télégraphistes, utilisées pour établir l'équation de propagation sur la ligne de transmission aux équations de Maxwell. Selon les équations des télégraphistes, la tension et le courant sur la ligne sont reliés par les équations suivantes :

$$\frac{\partial v(z)}{\partial z} = -i(z)Z \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial i(z)}{\partial z} = -v(z)Y \quad (4.3)$$

où  $v(z)$  et  $i(z)$  représentent la tension et le courant sur la ligne. Les équations de Maxwell-Faraday et de Maxwell-Ampère correspondantes s'écrivent, pour une propagation selon  $z$  et pour des champs transverses :

$$\frac{\partial H(z)}{\partial z} = j\omega\epsilon E \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial E(z)}{\partial z} = j\omega\mu H \quad (4.5)$$

par identification, la permittivité et la perméabilité peuvent être reliées aux

	LT	LT-D
$\beta^2$	$L_s C_p \omega^2$	$\frac{1}{L_p C_s \omega^2}$
$Z_c$	$\sqrt{L_s / C_p}$	$\sqrt{L_p / C_s}$
$v_g = \partial\omega / \partial\beta$	$1 / \sqrt{L_s C_p}$	$\omega^2 \sqrt{L_p C_s}$
$v_\varphi = \omega / \beta$	$1 / \sqrt{L_s C_p}$	$-\omega^2 \sqrt{L_p C_s}$
$n = \frac{c_0 \beta}{\omega}$	$c_0 \sqrt{L_s C_p}$	$\frac{-c_0}{\omega^2 \sqrt{L_p C_s}}$
$\epsilon$	$C_p$	$\frac{-1}{\omega^2 L_p}$
$\mu$	$L_s$	$\frac{-1}{\omega^2 C_s}$

TAB. 4.1 – Principales grandeurs caractéristiques d'une ligne de transmission classique (LT) et de sa structure duale (LT-D).

paramètres de la ligne :

$$\epsilon = Y / j\omega \quad (4.6)$$

$$\mu = Z / j\omega \quad (4.7)$$

Pour la ligne de transmission classique,  $\epsilon$  et  $\mu$  correspondent alors aux valeurs de capacité et d'inductance linéiques  $C_p$  et  $L_s$ . Pour obtenir un milieu à permittivité et perméabilité négatives, il est intéressant de considérer les équations 4.6 et 4.7. En permutant dans le schéma électrique la capacité et l'inductance, il est possible d'obtenir des paramètres  $\epsilon$  et  $\mu$  qui soient négatifs. Cette configuration correspond à la topologie duale de la ligne de transmission classique (FIG. 4.1).

Nous comparons TAB. 4.1 les différentes grandeurs caractéristiques des deux types de lignes, à savoir la ligne de transmission classique (LT) et son modèle dual (LT-D), dans le cas sans perte.  $\omega$  correspond à la fréquence angulaire,  $L_s$ ,  $C_p$  aux valeurs linéiques d'inductance et de capacité de la ligne de transmission,  $L_p$  et  $C_s$  à celles de la ligne de transmission duale. Notons que dans le cas dual la capacité est en série et l'inductance est en parallèle, par conséquent  $L_p$  et  $C_s$  sont exprimées respectivement en H.m et en F.m.  $v_g$ ,  $v_\varphi$ ,  $n$  et  $c_0$  représentent respectivement la vitesse de groupe, la vitesse de phase, l'indice effectif des lignes et la vitesse de la lumière dans le vide.

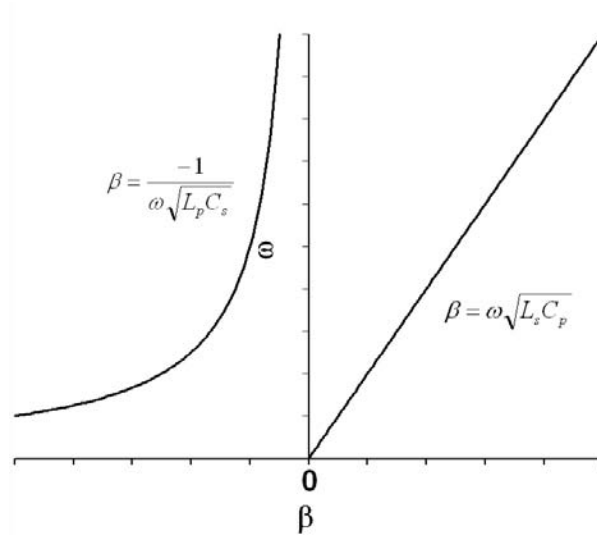


FIG. 4.2 – Représentation des diagrammes de dispersion correspondant à la ligne de transmission classique et à la structure duale.

La relation de dispersion est représentée pour les deux cas FIG. 4.2. La propagation devient dispersive dans le cas de la ligne duale. De plus, la constante de propagation  $\beta$  est dans ce cas décroissante avec la fréquence, ce qui signifie que la longueur d'onde guidée est augmentée avec la montée en fréquence. Nous verrons dans le paragraphe suivant que cette propriété peut être mise à profit notamment pour la réalisation de coupleurs compacts.

La valeur de l'impédance caractéristique n'est pas modifiée. Par conséquent le passage de la ligne de transmission à sa structure duale peut s'accompagner d'absence de réflexion à l'interface.

Pour conserver une vitesse de groupe positive dans les deux cas et considérer une propagation de l'énergie dans le même sens, il est nécessaire de choisir  $\beta = \frac{-1}{\sqrt{L_p C_s} \omega^2}$  pour la ligne duale. Dans ce cas, la vitesse de phase est négative, et de signe opposé à la vitesse de groupe.

La permittivité et la perméabilité sont dispersives et négatives dans le cas dual. Elles présentent un comportement non résonnant, ce qui permet l'exploitation des propriétés main-gauche sur une bande de fréquence large, contrairement aux structures présentées précédemment.

### 4.1.2 La ligne chargée

La réalisation d'une ligne duale sous forme entièrement répartie nécessite de pouvoir réaliser une structure présentant une capacité série et une inductance parallèle distribuées, ce qui peut être problématique.

L'alternative consiste alors à perturber une ligne de transmission classique en la chargeant périodiquement. Par souci de clarté, nous présentons cette structure en considérant tout d'abord sa forme répartie, avant d'étudier le cas plus réel pour lequel les éléments ajoutés sont localisés.

Dans le cas de la ligne chargée, dont le schéma équivalent est présenté FIG. 4.3 l'impédance  $Z$  et l'admittance  $Y$  s'écrivent dans le cas sans pertes :

$$Z = jL_s\omega + \frac{1}{jC_s\omega} \quad (4.8)$$

$$Y = jC_p\omega + \frac{1}{jL_p\omega} \quad (4.9)$$

et l'équation de dispersion obtenue à partir de l'équation 4.1 est donnée par la relation suivante :

$$\beta^2 = L_s C_p \omega^2 + \frac{1}{C_s L_p \omega^2} - \left( \frac{C_p}{C_s} + \frac{L_s}{L_p} \right) \quad (4.10)$$

L'impédance caractéristique correspondante est :

$$Z_c^2 = \frac{L_s - \frac{1}{C_s \omega^2}}{C_p - \frac{1}{L_p \omega^2}} \quad (4.11)$$

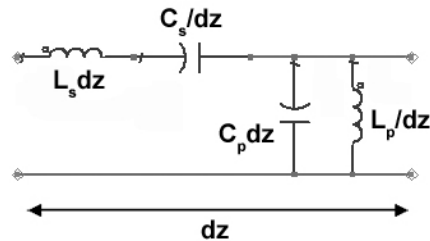
La permittivité et la perméabilité peuvent également être calculées :

$$\epsilon = Y/j\omega = C_p - \frac{1}{L_p \omega^2} \quad (4.12)$$

$$\mu = Z/j\omega = L_s - \frac{1}{C_s \omega^2} \quad (4.13)$$

Le comportement de la ligne est celui de la ligne duale aux basses fréquences, puisque la contribution dans les valeurs de  $Z$  et  $Y$  des éléments de la ligne de transmission classique, à savoir  $L_s$  et  $C_p$  tendent vers zéro. Dans ce cas, la permittivité et la perméabilité prennent des valeurs négatives et la ligne est main-gauche.

Vers les hautes fréquences, le comportement est inversé.  $\epsilon$  et  $\mu$  sont positifs et tendent vers les valeurs correspondant à la ligne de transmission classique.


 FIG. 4.3 – Schéma équivalent d'un tronçon de ligne de transmission chargée de longueur  $dz$ .

Cette caractéristique se traduit dans la relation de dispersion, que nous avons tracée FIG. 4.4, qui présente deux branches propagatives. La pente négative de la première bande confirme que la propagation est main-gauche dans ce cas. Cette bande passante est suivie d'une bande interdite, puis d'une seconde bande passante, main-droite, qui tend asymptotiquement vers la droite correspondant à la relation de dispersion de la ligne de transmission classique.

Soient  $\omega_1$  et  $\omega_2$  les fréquences de coupure respectivement de la première et de la deuxième bande. Elle peuvent être calculées à partir de la relation précédente et leur expression en fonction des paramètres de la ligne est :

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_s C_s}} \quad (4.14)$$

$$\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_p C_p}} \quad (4.15)$$

La bande interdite peut être éliminée à condition que  $\omega_1 = \omega_2$ , ce qui revient à  $\frac{L_s}{C_p} = \frac{L_p}{C_s}$ . Ce cas particulier correspond au cas *équilibré*. Il est particulièrement intéressant, puisqu'il permet de passer d'un type de propagation à l'autre de manière continue avec la fréquence. En  $\beta = 0$  la longueur d'onde est infinie mais la vitesse de groupe est nulle, comme dans le cas général, puisque la courbe de dispersion présente un anticroisement, difficilement mis en évidence FIG. 4.4. Nous verrons dans le paragraphe suivant comment mettre à profit ce passage continu entre les deux comportements.

Nous avons étudié les différentes lignes en considérant des grandeurs linéiques. C'est à dire que nous avons supposé que la longueur  $dz$  pouvait être choisie aussi petite qu'on le souhaitait. Si cette approche permet de présenter simplement les comportements fréquentiels des lignes, elle doit être nuancée lorsque nous considérons des structures réelles.

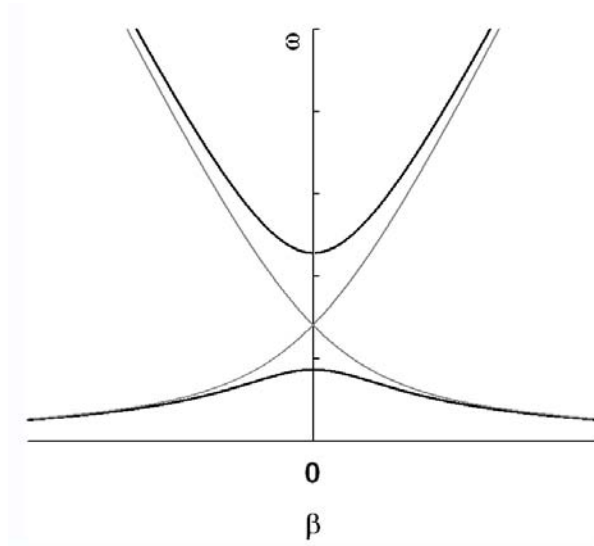


FIG. 4.4 – diagramme de dispersion d’une ligne de transmission chargée, sous sa forme répartie. La courbe en noir correspond au cas général, et la courbe en gris au cas équilibré (les fréquences de coupure des deux bandes passantes sont égales).

En effet, dans ce cas les lignes chargées sont réalisées, comme leur nom le suggère, en plaçant périodiquement des composants localisés ou quasi-localisés sur une ligne de transmission. Le caractère discret de la ligne composite obtenue doit alors être pris en compte. Dans ce cas, la ligne s’apparente à une structure périodique et son diagramme de bande peut être déterminé à partir du théorème de Bloch [131].

Pour la réalisation des lignes chargées, deux approches existent. La première consiste à placer périodiquement les éléments sur une ligne de transmission sous forme répartie. Pour la seconde, la ligne composite est entièrement réalisée à partir d’éléments discrets ; c’est à dire que la ligne de transmission classique est réalisée également par des éléments discrets.

Nous présentons maintenant le traitement théorique de cette seconde approche.

Considérons une ligne de transmission périodique, dont le schéma est présenté FIG. 4.5. L’exposant  $u$  sur les grandeurs indique que les éléments du schéma équivalent correspondent à des éléments discrets de la cellule unitaire et ne sont plus des grandeurs réparties. Soient  $V_n$  et  $I_n$  respectivement la tension et le courant à l’entrée de la cellule  $n$  (FIG. 4.5). Si cette structure est capable de supporter des modes propagatifs, la tension et le courant à l’entrée de la cellule

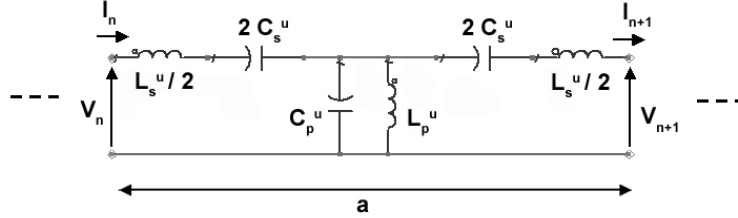


FIG. 4.5 – Schéma de la cellule  $n$  d'une ligne de transmission chargée périodique. Les éléments du circuit sont maintenant discrets, et les valeurs des composants ne sont plus linéiques.

$n + 1$  doivent être égaux aux valeurs à l'entrée de la cellule  $n$ , à un terme de propagation près. Cela signifie que :

$$V_{n+1} = e^{-\gamma a} V_n \quad (4.16)$$

$$I_{n+1} = e^{-\gamma a} I_n \quad (4.17)$$

avec  $a$  la longueur d'une cellule unitaire. A partir d'une représentation sous forme de matrice chaîne d'une cellule unitaire, les équations 4.16 et 4.17 peuvent se réécrire de la manière suivante :

$$\begin{bmatrix} V_n \\ I_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{n+1} \\ I_{n+1} \end{bmatrix} = e^{\gamma a} \begin{bmatrix} V_{n+1} \\ I_{n+1} \end{bmatrix} \quad (4.18)$$

soit

$$\left( \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} e^{\gamma a} & 0 \\ 0 & e^{\gamma a} \end{bmatrix} \right) \begin{bmatrix} V_{n+1} \\ I_{n+1} \end{bmatrix} = 0 \quad (4.19)$$

Une solution non triviale existe pour  $V_{n+1}$  et  $I_{n+1}$  si le déterminant est nul, ce qui revient à :

$$\begin{vmatrix} A - e^{\gamma a} & B \\ C & D - e^{\gamma a} \end{vmatrix} = AD - BC + e^{2\gamma a} - e^{\gamma a} (A + D) = 0 \quad (4.20)$$

Pour un réseau réciproque, le déterminant  $AD - BC$  de la matrice de transmission vaut 1 et dans ce cas  $\cosh(\gamma a) = \frac{A+D}{2}$ . Il est donc possible de déterminer la relation de dispersion pour le réseau à partir de sa matrice de transmission.

Dans le cas des lignes chargées, en supposant que tous les éléments du schéma équivalent sont discrets, la relation de dispersion dans le cas sans perte obtenue

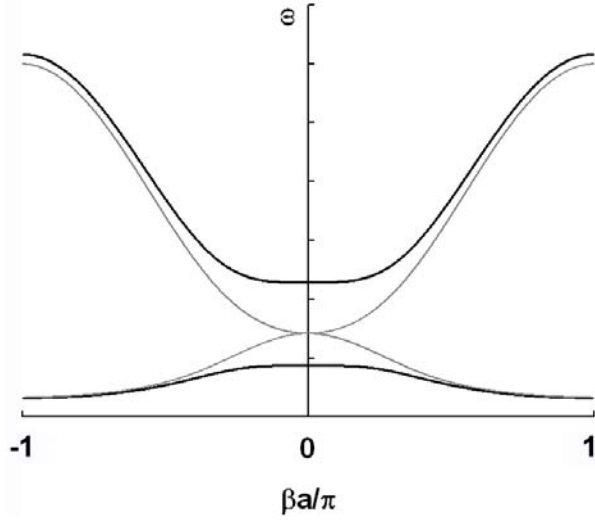


FIG. 4.6 – Diagramme de bande d'une ligne chargée périodique. La courbe en noir représente le cas général. La courbe en gris correspond au cas équilibré.

grâce à cette relation s'écrit :

$$\cos(\beta a) = 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{1}{L_p^u C_s^u \omega^2} + L_s^u C_p^u \omega^2 - \left( \frac{L_s^u}{L_p^u} + \frac{C_p^u}{C_s^u} \right) \right) \quad (4.21)$$

Nous avons tracé FIG. 4.6 le diagramme de bande correspondant. Il présente cette fois-ci, par rapport à la ligne chargée distribuée, une fréquence de coupure basse pour la première bande et une coupure haute pour la seconde bande. Celles-ci s'expliquent respectivement par le caractère passe-haut du réseau  $C_s^u L_p^u$  et passe-bas du réseau  $C_p^u L_s^u$ . Dans le cas distribué, les fréquences de coupures associées étaient repoussées en 0 et  $+\infty$ , puisque la longueur  $dz$  était un infiniment petit. Dans le cas présent, l'aspect discret introduit des fréquences de coupure supplémentaires.

Notons que dans le cas semi-distribué, correspondant au cas d'une ligne de transmission répartie chargée par des éléments discrets, seule la bande main-gauche présente une fréquence de coupure supplémentaire. La bande main-droite ne présente pas de coupure haute, puisque ses éléments sont répartis.

Nous venons d'introduire le concept des lignes chargées, et les propriétés de propagation des ondes sur ces supports associées. Nous présentons maintenant différentes réalisations basées sur ces lignes tirées de la littérature. Cette pre-



mière étude relativement exhaustive nous permettra d'introduire des solutions nouvelles pour des lignes sélectives en fréquences.

## 4.2 Structures plaquées

Le premier ensemble regroupe des structures planaires. Elles sont unidimensionnelles pour les applications les plus classiques (coupleur, filtres et antennes) mais peuvent être bidimensionnelles. Dans ce cas, les phénomènes analysés correspondent à la réfraction négative ou à l'amplification des ondes évanescentes.

### 4.2.1 Lignes unidimensionnelles

#### Dispositifs à ondes guidées

La première propriété des lignes de transmission main-gauche qu'il est possible d'exploiter pour la réalisation de circuits microondes est relative à la longueur d'onde guidée. Celle-ci peut être fortement réduite à basse fréquence par rapport à une ligne de transmission classique, et par conséquent les longueurs de couplage des dispositifs peuvent être réduites [132]. En effet, les coupleurs conventionnels requièrent un espacement entre les lignes très étroit et des longueurs importantes pour atteindre un niveau acceptable de couplage. A distance de séparation constante, L. Liu a démontré qu'un coupleur fonctionnant autour de 3 GHz exploitant des lignes main-gauche permet de réduire d'un facteur 4 la longueur physique du dispositif, à performances équivalentes [133]. Le dispositif qu'il propose est réalisé en lignes microrubans (FIG. 4.7). La ligne main-gauche est obtenue par des capacités interdigitées en série avec des stubs inductifs reliés au plan de masse par l'intermédiaire de *via-hole*, qui sont des trous réalisés dans le substrat par lesquels le contact électrique est assuré.

Le couplage entre les deux lignes peut se faire sur une longueur de 90 mm seulement en exploitant la réduction de la longueur d'onde guidée conjointe avec celle de la fréquence, le long de 6 cellules unitaires de ligne main-gauche. La longueur d'onde guidée à la fréquence de couplage optimal (3,85 GHz) est de 200 mm. Des performances identiques sont obtenues sur une ligne classique pour une longueur de 370 mm.

L'évolution du déphasage le long de la ligne avec la fréquence est un moyen de vérifier le caractère main-gauche de la transmission. En effet, la relation de dispersion  $\beta = -1/\omega \sqrt{L_p C_s}$  impose une réduction du déphasage de l'onde

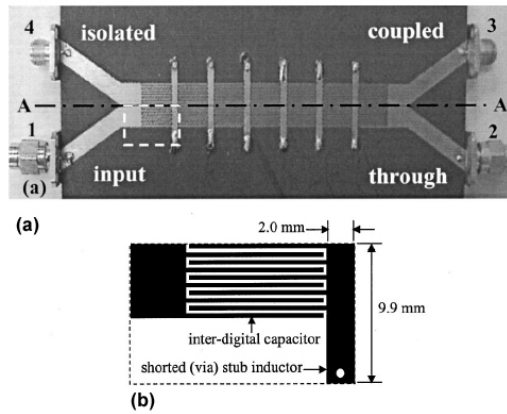


FIG. 4.7 – Photo du coupler proposé par L. Liu en technologie microruban (a). Les deux lignes main-gauche du coupler sont réalisées par des éléments quasi-localisés (b).

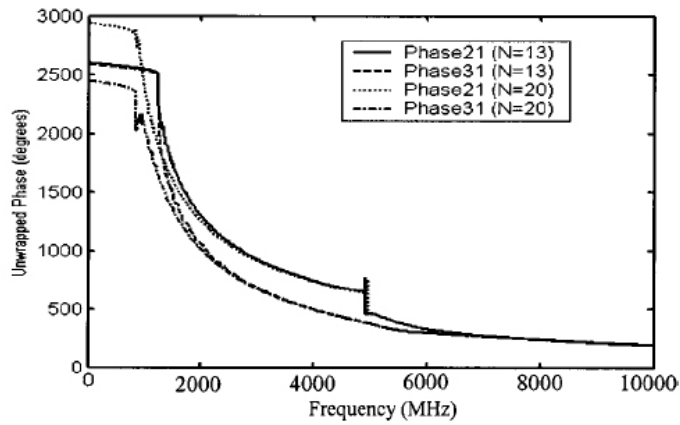


FIG. 4.8 – Evolution de la phase du coefficient de transmission avec la fréquence obtenu en simulation par L. Liu pour le coupler microruban main-gauche. Le caractère main-gauche de la propagation est mis en évidence par la décroissance de la courbe avec la fréquence.

transmise avec la fréquence. Si L. Liu ne présente que le résultat obtenu en simulation pour la phase du paramètre de transmission (FIG. 4.8), il s'agit là d'un outil qu'il est possible d'utiliser sur des résultats expérimentaux pour démontrer le caractère main-gauche des lignes, à condition de pouvoir s'affranchir des zones d'accès à la ligne main-gauche.

Une autre propriété des lignes chargées périodiques est de présenter une bande passante basse fréquence qui peut être très étroite. Ce comportement peut encore être renforcé par l'utilisation de résonateurs qui permettent alors la réalisation de filtres fréquentiels passe-bandes présentant à la fois peu d'ondulation en bande passante et une réjection très forte. Dans ce cadre, F. Martin a proposé en technologie coplanaire une ligne chargée à la fois par des fils et des SRR (FIG. 4.9) [134]. Comme dans le cas des réseaux 3D, les fils permettent à la structure de se comporter comme un plasma. La perméabilité négative est obtenue par les SRR. Du point de vue circuit, la ligne de transmission est chargée par une inductance en parallèle (le fil) et un résonateur en série (le SRR), couplé à la ligne par le champ magnétique. Le schéma équivalent d'un tronçon unitaire est présenté FIG. 4.10.

Les anneaux sont placés sur la ligne de manière à être excités par le champ magnétique s'enroulant autour du conducteur central. Les fils sont placés selon l'axe du champ électrique.

La fréquence plasma est placée suffisamment haut en fréquence, de manière à empêcher toute propagation de l'onde en dehors de la résonance des anneaux. Le coefficient de qualité élevé des résonateurs laisse espérer une sélection fréquentielle très abrupte et très étroite, même pour un nombre réduit d'éléments.

Le filtre proposé par F. Martin présente une bande passante centrée sur 8 GHz, et comporte 4 cellules unitaires, de longueur  $l = 5\text{mm}$ , bien inférieure à la longueur d'onde dans le vide à 8 GHz (37,5 mm). Le niveau de transmission obtenu est proche de 0 dB. Les pertes diélectriques et ohmiques ne sont pas prises en compte dans la simulation, ce qui explique l'écart entre les courbes expérimentales et les résultats de simulation. Le comportement fréquentiel est marqué par une réjection élevée et abrupte en dehors de la résonance.

Une autre réalisation du même auteur exploite 2 couches de SRR. Celles-ci sont placées au dessus et en dessous du plan de la ligne. L'utilisation de ces deux épaisseurs permet soit d'obtenir deux bandes passantes, soit d'élargir la bande passante. Il est possible d'obtenir ces résultats en modifiant les dimensions des résonateurs entre les différentes couches. Dans le deuxième cas, la bande passante a pu être augmentée de 0,5 à 0,8 GHz, pour un dispositif fonctionnant autour de 5 GHz.

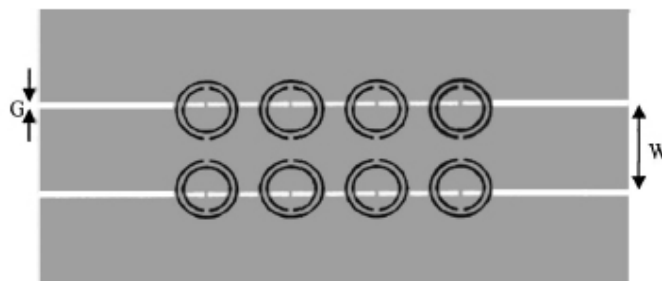


FIG. 4.9 – Schéma de la structure coplanaire proposée par F. Martin. Les anneaux sont réalisés sur la face arrière, les fils et la métallisation de la ligne coplanaire sur la face avant. Le rayon interne des anneaux est de 1,3 mm,  $G = 0,3$  mm et  $W = 5,4$  mm. La dimension d'une cellule unitaire est de 5 mm.

L'intérêt de ces dispositifs porte à la fois sur les performances, et notamment sur la sélection fréquentielle très forte, mais également sur la réduction des dimensions des circuits, les éléments utilisés étant très petits devant la longueur d'onde.

### Rayonnement *backward*

Les structures plaquées présentées précédemment doivent faire face au problème du rayonnement, qui peut contribuer à l'augmentation des pertes en ligne. En effet, la branche main-gauche de la relation de dispersion présente une bande de fréquences dans laquelle le couplage avec l'air est possible. Les points de fréquence du diagramme de dispersion concernés sont ceux contenus dans le cône de lumière.

Néanmoins ce rayonnement des lignes main-gauche présente des propriétés intéressantes qui peuvent être mises à profit par exemple pour modifier la direction de rayonnement d'une antenne. En effet, le rayonnement d'une ligne de transmission est caractérisé par l'effet Cerenkov : une particule chargée se déplaçant dans un milieu d'indice  $n$  à une vitesse  $v$  supérieure à celle de la lumière dans ce milieu émet un rayonnement. L'onde émise est contenue dans un cône de rayonnement dont l'ouverture, définie par l'angle  $\theta$  formé entre le vecteur vitesse de la particule et le front d'onde émis est donnée par la relation suivante :

$$\cos(\theta) = \frac{c_0/n}{v} \quad (4.22)$$

Par conséquent, dans le cas d'une propagation dans un milieu d'indice négatif, le cône de rayonnement est dirigé dans le sens opposé à celui de la propagation

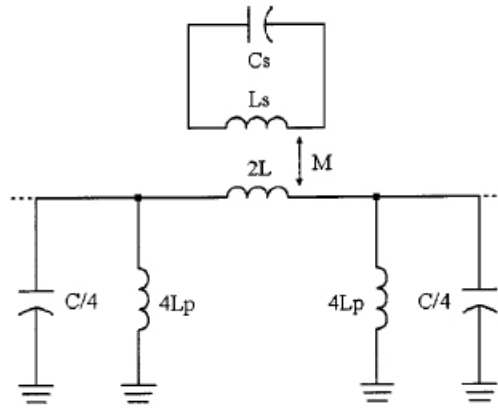


FIG. 4.10 – Schéma équivalent d'un tronçon de ligne coplanaire, chargée par un fil et un SRR.  $C$  et  $L$  sont les paramètres décrivant la ligne de transmission coplanaire.  $C_s$  et  $L_s$  sont relatives au SRR,  $M$  est l'inductance mutuelle de couplage et  $L_p$  est l'inductance due au fil.

de la particule.

De manière similaire, pour une structure guidante d'indice  $n_1$  placée dans un milieu d'indice  $n_2$ , la grandeur correspondant à la vitesse de la particule est la vitesse de phase de l'onde guidée et l'angle  $\theta$  est donnée par :

$$\cos(\theta) = \frac{c_0/n_2}{c_0/n_1} = \frac{n_1}{n_2} \quad (4.23)$$

Supposons que l'indice de la ligne de transmission  $n_1$  soit négatif. Le rayonnement se produit dans le sens opposé de celui de la propagation de l'énergie sur la ligne, et dans ce cas le rayonnement est dit *backward* puisqu'il se fait vers l'arrière.

La mise en évidence de ces propriétés a été réalisée notamment par A. Grbic [135]. Sur le principe des lignes chargées, il a réalisé une structure coplanaire périodique, dont la cellule unitaire comporte un tronçon de ligne classique chargé par une capacité en série et une inductance en parallèle (FIG. 4.11). Le diagramme de bande de la structure périodique infinie est présenté FIG. 4.12. La première bande passante est main-gauche, puisque la pente de la courbe est négative pour les valeurs de  $\beta$  positives. La partie haute fréquence de cette bande passante à indice négatif est caractérisée par une propagation des ondes pour laquelle la vitesse de phase est supérieure à celle de la lumière. Elle s'accompagne par conséquent d'un rayonnement dont le cône d'émission est dirigé vers l'arrière.

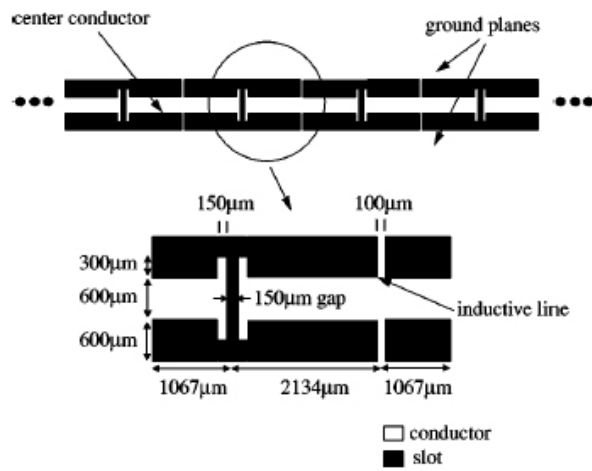


FIG. 4.11 – Schéma de la ligne coplanaire réalisée par A. Grbic et détail d'une cellule unitaire [135].

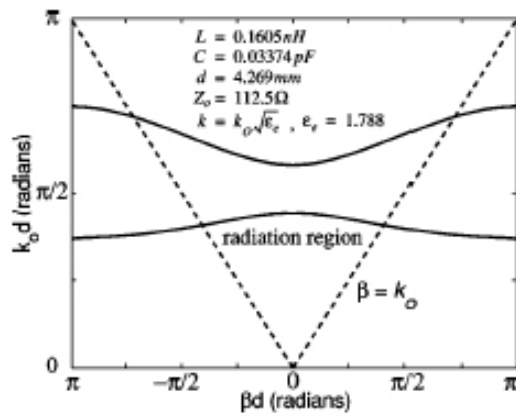


FIG. 4.12 – Diagramme de bande de la ligne à rayonnement backward proposé par A. Grbic [135].

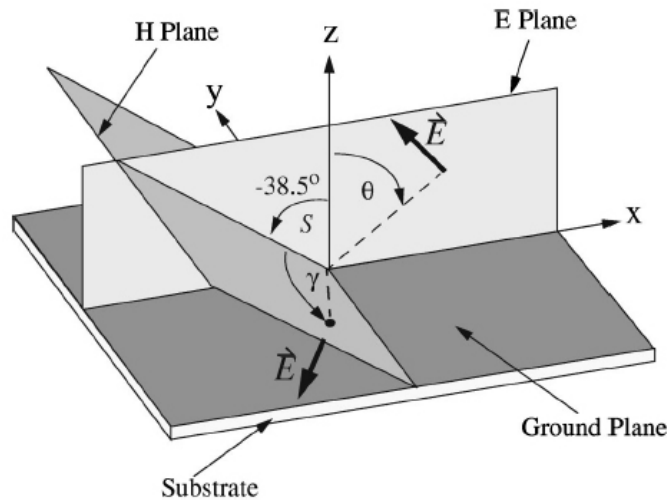


FIG. 4.13 – Représentation schématique du dispositif de rayonnement backward indiquant les principaux plans caractéristiques. Le cône de lumière est représenté en pointillés.

La ligne est composée de 16 cellules unitaires, de longueur  $l = 4,268$  mm, et rayonne autour de 15 GHz (la longueur d'onde dans le vide à cette fréquence est de 20 mm). En raison de la symétrie de la structure, le niveau de polarisation croisé est faible. Le rayonnement se fait principalement dans les ouvertures capacitatives du conducteur central de la ligne coplanaire. Les plans dans lesquels la mesure a été réalisée sont décrits FIG. 4.13. Les mesures en champ lointain réalisées sur cette structure sont présentées FIG. 4.14. L'indice de réfraction déduit de ces mesures est estimé à  $-0,6$  à 15 GHz. En effet, afin d'exciter le rayonnement backward, il est nécessaire que l'indice de réfraction de la ligne soit négatif et inférieur à celui du milieu dans lequel le rayonnement doit être observé, à savoir l'air dans le cas présent (équation 4.23). De manière équivalente, il faut que la constante de propagation sur la ligne  $\beta$  soit inférieure à la constante de propagation dans l'air  $k_0$ , en valeur absolue. Sur le diagramme de bande, cela signifie que le point de fonctionnement doit se situer à l'intérieur du cône de lumière. Cette condition détermine le choix des valeurs linéiques de capacité et d'inductance.

Ce dispositif démontre pour la première fois le rayonnement backward d'une structure fonctionnant en régime de grande longueur d'onde, c'est à dire pour lequel les dimensions de la structuration sont petites devant la longueur d'onde. Les dispositifs existant présentant les mêmes propriétés de rayonnement, comme

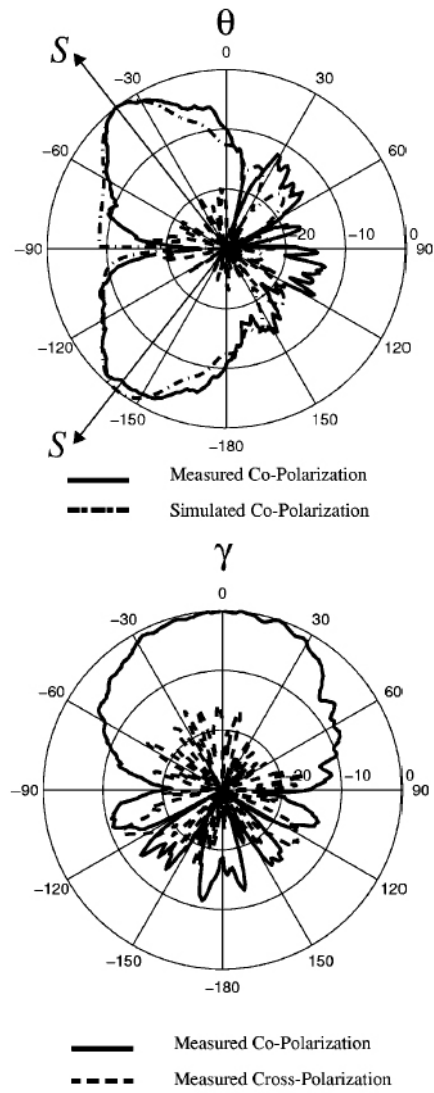


FIG. 4.14 – Diagramme de rayonnement en champs lointains simulé et mesuré dans le plan E (a) et dans le plan H (b).



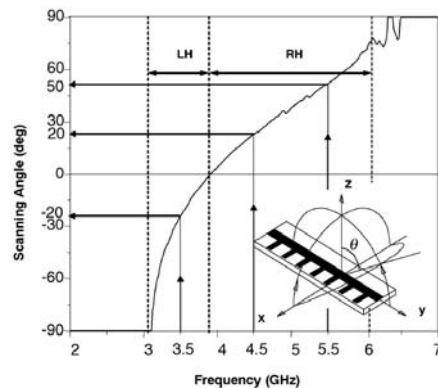


FIG. 4.15 – relation entre l'angle d'émission mesuré et la fréquence d'émission pour le réflecteur directif proposé par S. Lim. L'insert présente un schéma de la ligne rayonnante.

les antennes en hélice, sont structurés selon une période qui est beaucoup plus grande, typiquement de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde.

La propriété fortement dispersive de l'indice de réfraction sur ce type de ligne permet d'envisager des dispositifs dont l'orientation du faisceau rayonné serait ajustable grâce à de faibles variations en fréquence.

Cette propriété a été mise à profit par S. Lim pour la réalisation d'un réflecteur directif [136]. Le principe de ce système est de réfléchir un signal provenant d'une source dont la position est arbitraire dans la direction souhaitée. Nous avons décrit dans le paragraphe 4.1.2 le cas particulier d'une ligne chargée, pour lequel il est possible de passer de manière continue en fréquence d'un comportement main-gauche à un comportement main-droite. Pour une structure rayonnante, cela signifie qu'il est possible de passer de manière continue d'un rayonnement dirigé vers l'arrière à un rayonnement vers l'avant. Il est donc possible d'orienter l'onde émise sur une plage importante de valeurs d'angle. Cette propriété est exploitée pour la réalisation du réflecteur directif.

Le signal est capté par une antenne planaire, et sa fréquence est convertie en fonction de l'angle d'émission souhaité à la valeur adéquate. L'émission dans la direction souhaitée est réalisée par une ligne microruban chargée. La relation entre l'angle d'émission et la fréquence du signal mesurée pour ce dispositif est présentée FIG. 4.15. L'angle d'émission peut être choisi dans l'intervalle  $[-90^\circ, +90^\circ]$  pour une fréquence du signal comprise entre 3 GHz et 6 GHz.

Ce dispositif original met en avant la possibilité offerte par les lignes chargées pour l'orientation de faisceaux dans les applications relatives aux antennes. Ce

type de structure présente un faible encombrement et constitue une alternative aux réseaux d'antennes.

## 4.2.2 Lignes bidimensionnelles

### Réfraction des ondes

Nous ne nous sommes intéressés jusqu'à présent qu'aux structures de propagation 1D. Cependant, le concept des lignes chargées peut également être appliqué à des structures 2D. Sur le même principe, il est possible de réaliser des lignes de propagation 2D main-gauche se présentant sous la forme de grilles afin d'étudier les phénomènes associés à la réfraction des ondes à l'interface de deux milieux dont les indices sont de signe opposé.

La première réalisation de ce type de structure par G. V. Eleftheriades présente une interface plane entre une grille de propagation main-gauche et un guide main-droite réalisé par deux plaques métalliques parallèles [137]. La grille main-gauche est réalisée en chargeant une matrice en microruban par des inductances et des capacités. Il s'agit d'une ligne chargée, par conséquent la propagation main-gauche se fait sur un intervalle de fréquences restreint.

En choisissant le pas du réseau et la valeur des éléments réactifs chargeant la matrice, il est possible de fixer la valeur de l'indice de réfraction.

Pour le dispositif expérimental, la dimension d'une cellule unitaire est de 5 mm  $\times$  5 mm, et la grille comporte 11 cellules dans la direction transverse et 6 dans la direction de propagation (FIG. 4.16). L'indice du milieu main-droite est de 1,59, et celui de la grille varie entre -5,5 et -1,2 de 1,3 à 1,9 GHz.

La mesure du champ électrique vertical permet de mettre en évidence l'effet de focalisation de l'onde. La source, placée dans le milieu main-droite, est quasi ponctuelle. Expérimentalement un guide coaxial a été utilisé pour exciter la structure. La sonde utilisée pour la mesure en champ proche est un petit dipôle vertical, placé à 1 mm au dessus du plan de la grille. Un résultat de mesure à 1,5 GHz est présenté FIG. 4.16. La figure met en évidence la forte localisation de l'image de la source dans le milieu main-gauche, correspondant à une focalisation de l'onde. Ce résultat constitue la première vérification expérimentale de la réfraction négative à l'interface constituée d'une ligne main-gauche et d'une ligne main-droite.

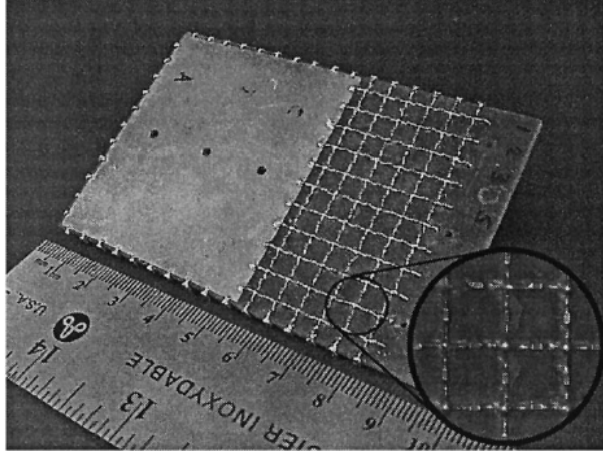


FIG. 4.16 – Photo du dispositif proposé par G. V. Eleftheriades, pour l'expérience de focalisation. Le milieu main-droite (à gauche) est réalisé par deux plaques métalliques en parallèle et le milieu main-gauche (à droite) par une grille en microruban chargée par des composants discrets. Les dimensions du dispositifs sont de 60 mm  $\times$  95 mm [137].

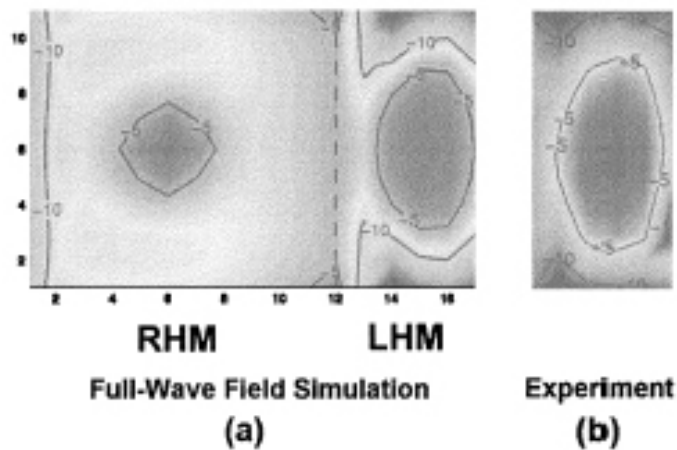


FIG. 4.17 – Comparaison à 1,5 GHz entre la simulation (a) et la mesure (b) du champ électrique vertical dans le milieu main-gauche, mettant en évidence l'effet de focalisation. Les valeurs sont normalisées sur l'amplitude maximale.

### Amplification des ondes évanescentes

Ormis la lentille plane, la réalisation d'une lentille parfaite est envisagée grâce à la possibilité qu'offrent les matériaux main-gauche d'amplifier les ondes évanescentes. Dans cette optique, A. Grbic a récemment proposé une structure à base de lignes de transmission 2D capable de dépasser la limite de diffraction des dispositifs classiques [138].

Considérons une source ponctuelle émettant un continuum d'ondes planes se propageant dans le plan  $(xoz)$ , avec  $(oz)$  l'axe optique. Les champs associés sont alors proportionnels à  $e^{ik_x x} e^{ik_z z}$ . Soit  $k$  la constante de propagation du milieu. Les ondes planes pour lesquelles  $k_x > k$  vont alors s'atténuer exponentiellement lors de la propagation selon l'axe optique. Seules les ondes pour lesquelles  $0 \leq |k_x| \leq k$  vont se propager. Une lentille classique ne va focaliser que les composantes propagatives, et par conséquent l'image reconstruite sera imparfaite. La plus petite résolution  $\Delta x$  qu'il est possible d'atteindre correspond à  $2\pi/k = \lambda$ , et la limite de diffraction se manifeste par la taille minimale de l'objet qu'il est possible de reconstruire, qui est dans ce cas de l'ordre de  $\lambda$ . La possibilité offerte par les matériaux main-gauche d'amplifier les ondes évanescentes prend alors ici tout son intérêt. Dans les réalisations pratiques néanmoins, les performances sont limitées notamment par les pertes dans le milieu. Cependant, une partie des ondes évanescentes peut être amplifiée et dans ce cas la limite de diffraction est repoussée. Supposons que le milieu main-gauche soit capable d'amplifier les ondes pour lesquelles  $0 \leq |k_x| \leq k_{max}$ . La résolution minimale associée vaut alors  $2\pi/k_{max}$ . L'amélioration de la résolution peut être quantifiée par la grandeur  $R = k_{max}/k$ , qui est caractéristique de la lentille considérée.

Le dispositif proposé par A. Grbic est également réalisé par une matrice en technologie microruban. Le milieu main-droite est constitué de cette matrice non chargée, et pour le milieu main-gauche, les capacités et les inductances sont placées en configuration passe-haut (FIG. 4.18).

La ligne 2D main-gauche comporte  $5 \times 19$  cellules. Elle est encadrée de part et d'autre par une ligne 2D main-droite, de  $12 \times 19$  cellules. Les cellules unitaires ont les mêmes dimensions dans les deux milieux, à savoir  $8,4 \text{ mm} \times 8,4 \text{ mm}$ . Le dispositif fonctionne à 1 GHz. Les éléments de la grille chargée sont choisis de manière à ce que les indices soit égaux en module. Cela revient à ce que les nombres d'onde  $k_1$  et  $k_2$ , respectivement dans le milieu main-droite et le milieu main gauche soient de même amplitude. Dans le cas présent,  $k_1 = -k_2 = k = 40,31 \text{ rad/m.}$ , ce qui correspond à une longueur d'onde guidée de 15,6 cm et un

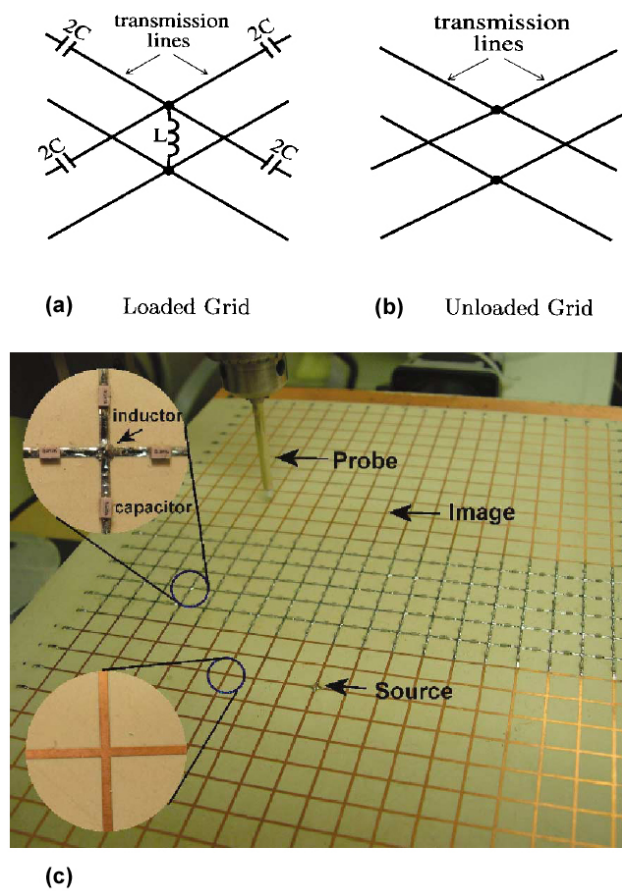


FIG. 4.18 – Schéma électrique des milieux main-gauche (a) et main droite (b) pour le prototype de A. Grbic. Photo du dispositif (c) : la ligne 2D main-gauche est encadrée de part et d'autre par une ligne 2D main-droite. En insert une cellule unitaire de la ligne main-gauche (en haut) et une cellule unitaire de la ligne main-droite (en bas) [138].

indice de réfraction de 1,925 pour la grille non chargée. L'impédance des deux milieux est égale pour assurer l'adaptation et vaut  $90 \Omega$ .

La structure est excitée au moyen d'un monopole vertical, alimenté par un câble coaxial relié au plan de masse. La mesure en champ proche est comme précédemment réalisée au moyen d'une sonde verticale. Les résultats obtenus sur la mesure du champ électrique vertical sont présentés FIG. 4.19. La propagation dans la grille chargée s'accompagne d'une amplification du champ électrique qui est clairement visible (FIG. 4.19(a)). Bien que les plans de l'image et de la source soient en forte proximité, A. Grbic démontre que la distance les séparant ( $0,54 \lambda$ ) est suffisante pour que la reconstruction de l'image puisse être entièrement attribuée aux propriétés du milieu main-gauche et que les ondes traversant une lentille classique soient suffisamment atténuées. L'amplification exponentielle est mise en évidence FIG. 4.19(b), sur laquelle le champ électrique mesuré le long de l'axe formé par la source et l'image est reporté. L'amplitude est tout d'abord fortement décroissante à proximité de la source. La propagation dans le milieu chargé s'accompagne d'une amplification exponentielle. Le plan image est ensuite suffisamment proche pour que la limite de diffraction puisse être dépassée.

De manière à quantifier la valeur de  $R$ , l'amplitude du champ électrique mesurée dans les plans source et image est reportée FIG. 4.20. A partir de ces résultats, il est possible grâce à la transformée de Fourier de déterminer les nombres d'onde transverses  $k_x$  ayant participé à la reconstruction de l'image. Dans le cas présent, leur module est contenu dans l'intervalle  $[0,3k]$ , ce qui équivaut à une amélioration de la résolution  $R = 3$ .

Le dispositif présenté ici soutient de manière expérimentale l'idée avancée par J. B. Pendry selon laquelle il est possible d'améliorer la résolution spatiale de l'image grâce aux métamatériaux. Cependant les pertes peuvent limiter les performances du dispositif. Il est néanmoins possible de repousser la limite théorique de diffraction des lentilles conventionnelles grâce à ces dispositifs, à condition que leur structuration soit très fine devant la longueur d'onde.

Le dernier phénomène lié à la réfraction des ondes à l'interface de deux milieux d'indice de signe opposé concerne les plasmons de surface. Classiquement, ces derniers sont observés à l'interface constituée par un métal et un diélectrique. Ils se propagent le long de cette interface, et peuvent être excités pour un angle d'attaque spécifique, correspondant à la résonance plasmon. Dans le cas présenté ici, ils peuvent exister à l'interface entre un métamatériau main-gauche et un métamatériau main-droite [139].

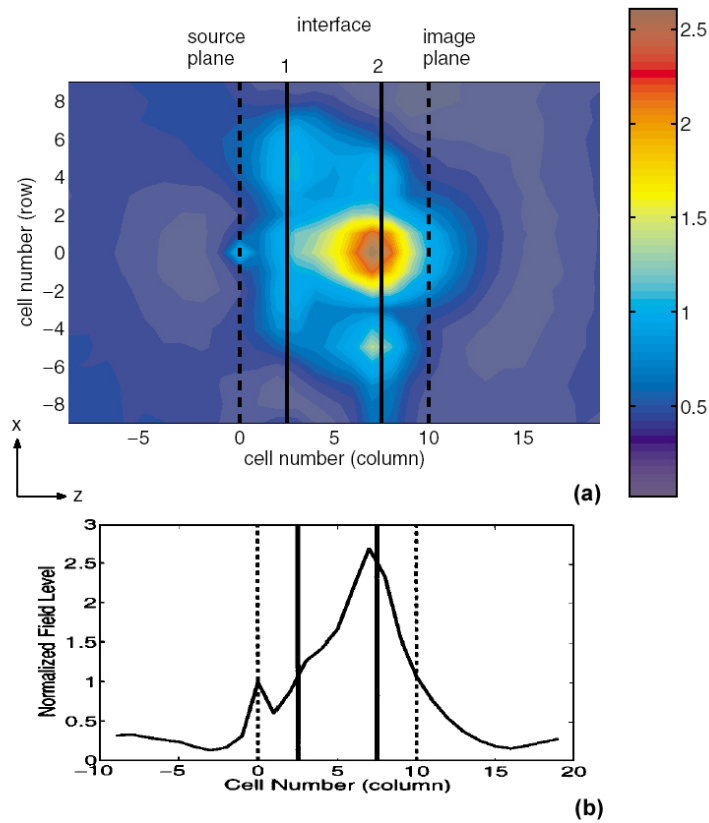


FIG. 4.19 – Amplitude du champ électrique mesurée à 1,057 GHz (a). La source est placée en (0,0), et l'image est reconstruite en (10,0). Amplitude du champ électrique mesurée le long de la ligne 0 à 1,057 GHz (b). Les traits verticaux en pointillés identifient la position de la source et de l'image et les traits pleins les interfaces entre les milieux main-droite et main-gauche. L'amplification du champ est manifeste.

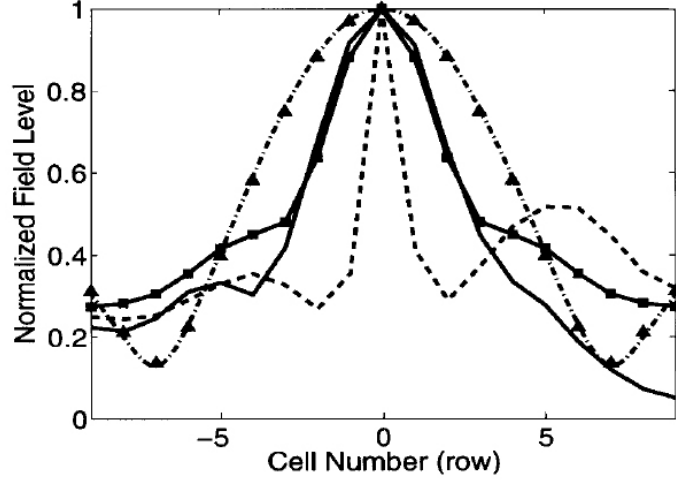


FIG. 4.20 – Amplitude du champ électrique mesuré à 1,057 GHz le long des plans source (courbe en pointillés) et image (courbe en traits pleins). La courbe marquée avec les triangles représente la limite théorique de diffraction. La courbe marquée avec les carrés correspond au résultat de simulation incluant les pertes.

La démonstration numérique de l'existence de ce type de plasmon proposée par C. Caloz utilise deux lignes de propagation 2D, l'une main-droite et l'autre main-gauche. Les relations de dispersion s'écrivent pour le milieu main-droite :

$$\beta_R = \omega \sqrt{L_R C_R} \quad (4.24)$$

et pour le milieu main-gauche :

$$\beta_L = -\frac{1}{\omega \sqrt{L_L C_L}} \quad (4.25)$$

Les inductances et capacités correspondant aux valeurs linéiques, les indices  $R$  et  $L$  faisant référence respectivement à la ligne main-droite et à la ligne main-gauche.

Il existe un point de fréquence  $\omega_0$  pour lequel ces deux constantes sont égales en amplitude et dans ce cas :

$$\omega_0^4 L_L C_L L_R C_R = 1 \quad (4.26)$$

Le schéma du dispositif est présenté FIG. 4.21. A la fréquence  $\omega_0$ ,  $\beta_x$ , la constante de propagation selon l'axe  $x$ , est identique dans les deux milieux, au signe près. Par conséquent, il est nécessaire qu'à l'interface sa valeur soit



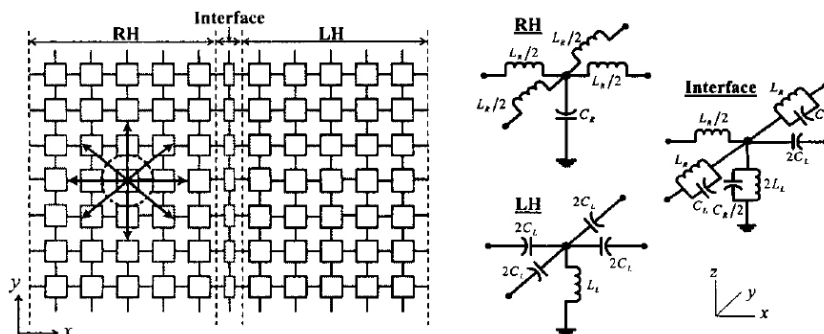


FIG. 4.21 – Schéma du dispositif 2D étudié par C. Caloz. A l'interface des milieux main-droite (à gauche) et main-gauche (à droite), la ligne est mixte, comme détaillé sur le schéma équivalent.

nulle. En revanche, cette condition n'est pas vraie pour  $\beta_y$  qui caractérise la propagation dans la seconde direction. Par conséquent, la propagation de l'onde n'est permise que selon l'axe  $y$ , et l'onde est confinée selon un mode plasmon le long de l'interface.

La ligne de propagation équivalente selon  $y$  peut être déterminée à partir du schéma équivalent 2D en considérant que le circuit est ouvert dans la direction  $x$  et dans ce cas :

$$\gamma = \sqrt{ZY} = \sqrt{\frac{L_R}{2L_L} \frac{1 - \omega^2 L_L C_R}{1 - \omega^2 L_R C_L}} = \alpha + j\beta \quad (4.27)$$

et à la fréquence  $\omega_0$  cette relation s'écrit :

$$\gamma(\omega_0) = j \sqrt{\frac{L_R}{2L_L}} \sqrt{\frac{L_L C_R}{L_R C_L}} = \alpha(\omega_0) + j\beta(\omega_0) \quad (4.28)$$

Par conséquent, l'onde est transmise sans atténuation, puisque  $\alpha(\omega_0) = 0$ .

La simulation de ce dispositif sous un logiciel de type circuit a montré que le mode plasmon était excité à la fréquence  $\omega_0$  et que l'énergie était fortement accumulée le long de l'interface (FIG. 4.22).

Le plasmon observé ici est différent des plasmons observés dans les structures classiques puisqu'il utilise deux milieux dont les indices de réfraction sont identiques en valeur absolue. De plus, il se propage sans atténuation. L'application de ce dispositif peut être envisagée pour la réalisation de guides d'onde.

Nous présentons maintenant les réalisations en guide d'onde, qui permettent

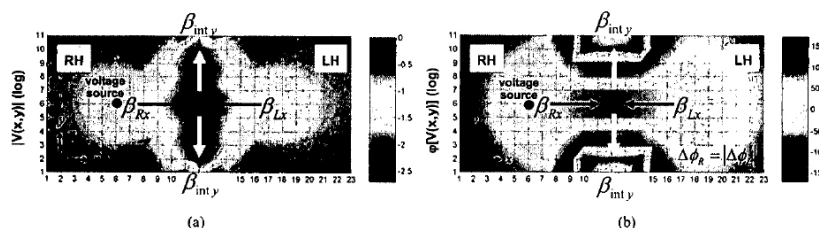


FIG. 4.22 – Plasmon de surface observé en simulation à l'interface de deux lignes main-droite (RH) et main-gauche (LH). La structure est excitée par la source de tension placée dans le milieu main-droite. Amplitude (a) et phase (b) de la tension sur les lignes.

un confinement de l'énergie et par conséquent des pertes en ligne réduites.

### 4.3 Structures en guide d'onde

Les guides d'ondes métalliques, fréquemment employés aux fréquences microondes peuvent également être utilisés pour la réalisation de lignes composites. R. Marquès a proposé une approche originale, tirant parti de la similitude entre le comportement fréquentiel d'un guide sous la coupure et un plasma [140, 141].

Au lieu d'utiliser un réseau de fils pour créer un plasma, celui-ci est simulé par le guide d'onde métallique. Les guides métalliques propagent des modes TE et TM pour lesquelles la permittivité effective s'écrit :

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_0 \left( 1 - \frac{f_0^2}{f^2} \right) \quad (4.29)$$

où  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide,  $f_0$  la fréquence de coupure du mode considéré et  $f$  la fréquence. Cette relation est identique à celle obtenue pour un plasma sans perte. Par conséquent, le guide métallique utilisé sous la coupure peut être assimilé à un plasma 1D, pour une propagation de l'onde selon son axe. Pour recréer effectivement les conditions de propagation à travers un plasma, le guide doit être utilisé en dessous de la fréquence de coupure du premier mode, pour empêcher toute transmission dans le milieu.

Pour réaliser une ligne de transmission main-gauche, R. Marquès a placé dans le plan E d'un guide métallique des SRR dimensionnés pour être résonnant sous la fréquence de coupure du guide. Il a caractérisé une structure de ce type, destinée à fonctionner autour de 6 GHz. La section du guide d'onde utilisé dans ce cas est de  $6 \times 6 \text{ mm}^2$ , ce qui fixe la fréquence de coupure du premier mode à

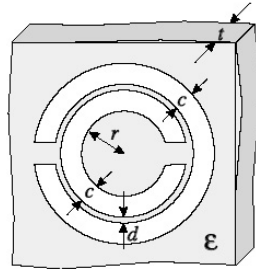


FIG. 4.23 – SRR utilisé par R. Marquès pour la réalisation d'une ligne main-gauche en guide d'onde métallique.  $r = 1,4$  mm ;  $c = 0,5$  mm ;  $d = 0,2$  mm ;  $t = 0,49$  mm ;  $\epsilon = 2,43 \epsilon_0$ . D'après [140].

25 GHz (la permittivité relative attendue est alors proche de -16). La ligne est alimentée par un guide d'onde métallique de plus grande section ( $16 \times 35$  mm<sup>2</sup>), dont la fréquence de coupure est de 4,3 GHz. Les dimensions des résonateurs et le dispositif expérimental sont représentés FIG. 4.23 et 4.24. Les résonateurs, placés sur un substrat de faible permittivité ( $\epsilon_r = 2,43$ ) sont distants entre eux de 6 mm. En bout de ligne, les SRR sont légèrement décalés vers l'extérieur pour faciliter leur couplage avec le mode TE<sub>10</sub> du guide de grande section. La disposition des SRR dans le guide est choisie de manière à ce que le champ magnétique soit contenu dans le plan qui leur est perpendiculaire et soit parallèle à leur axe, pour favoriser leur excitation. Le champ électrique est contenu dans le plan des SRR.

Nous avons réalisé la simulation de ce dispositif sous HFSS, de manière à étudier les propriétés main-gauche de cette ligne de transmission. La structure simulée est identique à celle présentée FIG. 4.24(b). Les résultats sont comparés aux mesures présentées par R. Marquès et concernent 3 longueurs de guide, à savoir 12, 24 et 36 mm, correspondant aux cas où 3, 5 et 7 SRR sont utilisés.

La simulation est très proche de la mesure, que ce soit sur les niveaux de transmission, proche de -20 dB, sur la largeur de bande (400 MHz) et l'évolution de la courbe avec le nombre de résonateurs. La fréquence de fonctionnement est légèrement décalée, mais l'écart reste faible, de l'ordre de 10 %.

Le détail des résultats de simulation en bande passante permet d'étudier plus précisément le comportement de la structure (FIG. 4.26). Les niveaux de transmission obtenus pour des SRR en cuivre, comme ceux utilisés par R. Marquès, sont comparés à ceux obtenus pour les SRR en métal parfait. Le comportement est très résonnant. Par conséquent, l'ondulation en bande passante est très élevée (10 dB au minimum), et la transmission est caractérisée par une succession

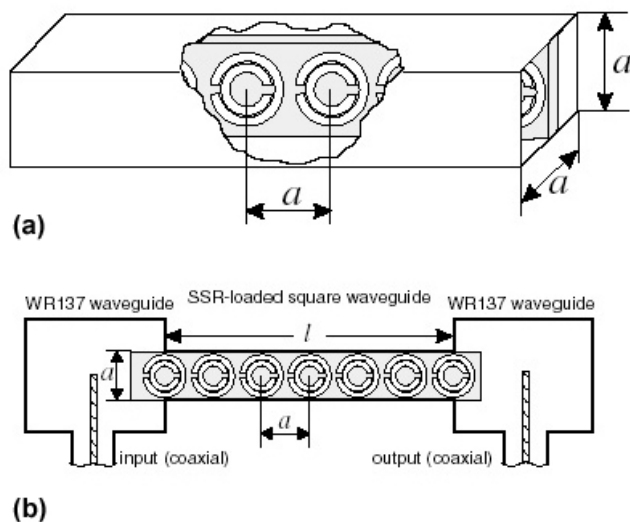


FIG. 4.24 – Schéma du guide d'onde métallique chargé par les SRR utilisé pour la réalisation d'une ligne main-gauche (a) et schéma du dispositif expérimental (b).  $a = 6$  mm. D'après [140].

de  $N$  pics, correspondant au  $N$  résonateurs de la structure considérée. Pour les SRR en métal parfait, ce comportement est d'autant plus marqué que le facteur de qualité des résonateurs est fortement augmenté : les pics sont davantage resserrés et atteignent la transmission unitaire en un point de fréquence. Notons enfin que la diminution du coefficient  $S_{11}$  aux points de fréquence correspondant aux pics de transmission dans le cas des SRR en cuivre s'explique par l'augmentation des pertes dans la structure : l'énergie réfléchiée vers l'entrée est moins élevée par rapport au cas du métal parfait puisqu'elle est davantage dissipée dans la structure.

Pour mettre en évidence le caractère main-gauche de la structure, nous avons cherché à représenter le vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  défini par  $\mathbf{k} = \mathbf{E} \wedge \mathbf{H}$ . Cependant, cette représentation est trop locale et elle n'est pas appropriée pour représenter un comportement homogène de la structure de propagation. L'étude des propriétés du métamatériau par cette grandeur passe par un calcul de la valeur moyenne du vecteur sur une cellule de base.

Une alternative consiste à s'intéresser à l'évolution de l'amplitude des champs électromagnétiques. Nous présentons FIG. 4.27 le cas du guide de longueur  $l = 24$  mm (5 SRR), pour lequel nous avons tracé la carte de champ électrique. La simulation reprend le dispositif d'excitation de la structure, composé d'un guide

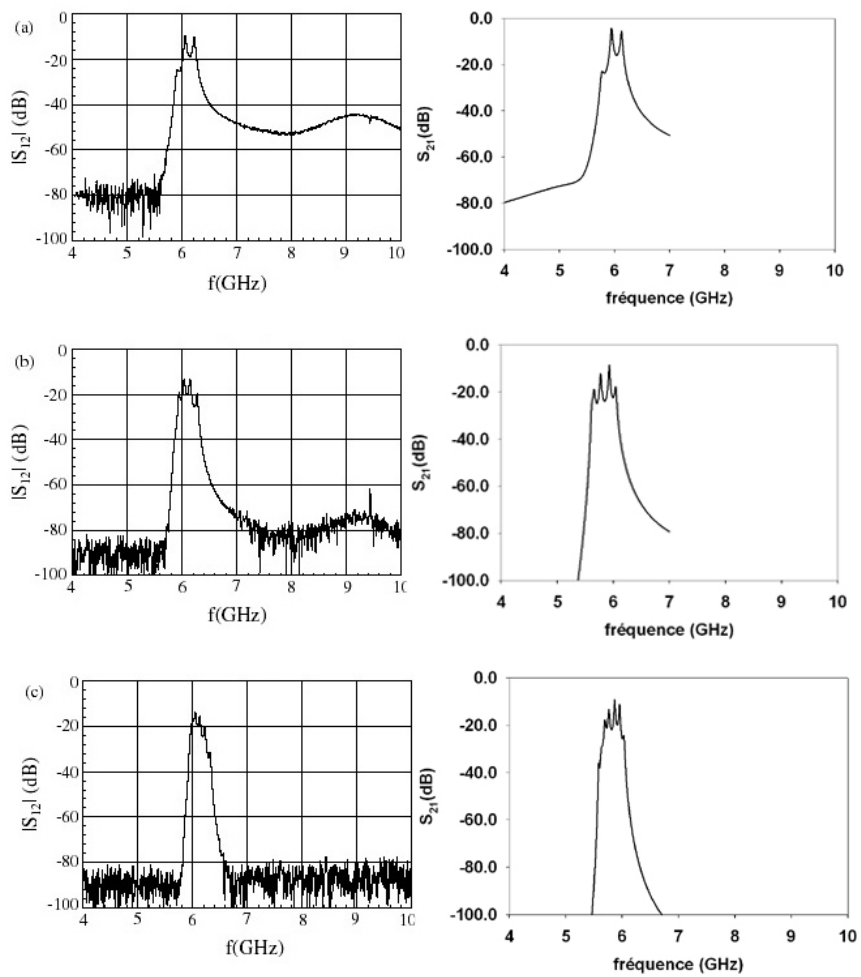


FIG. 4.25 – Comparaison entre les paramètres de transmission mesurés par R. Marquès (à gauche) et nos résultats de simulation (à droite), pour  $l = 12$  (a), 24 (b) et 36 (c) mm.

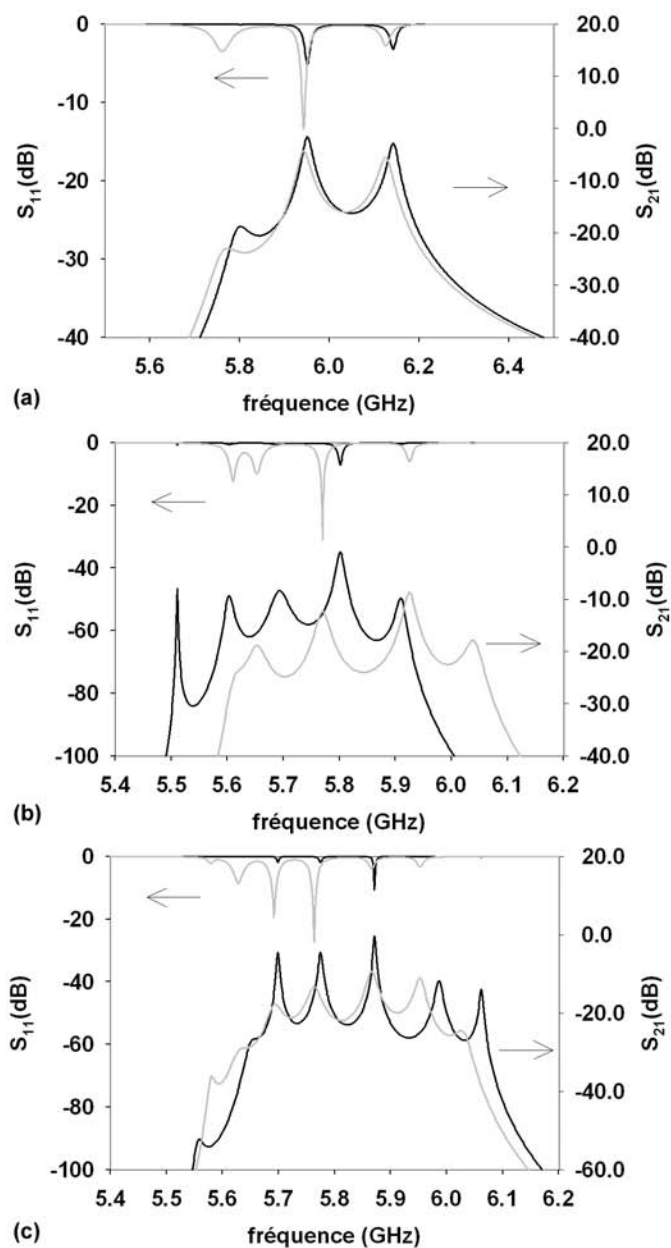


FIG. 4.26 – Comparaison des paramètres S de la structure de R. Marquès obtenus en simulation pour des SRR en métal parfait (trait noir) et en cuivre (trait gris), pour  $l = 12$  (a), 24 (b) et 36 (c) mm.

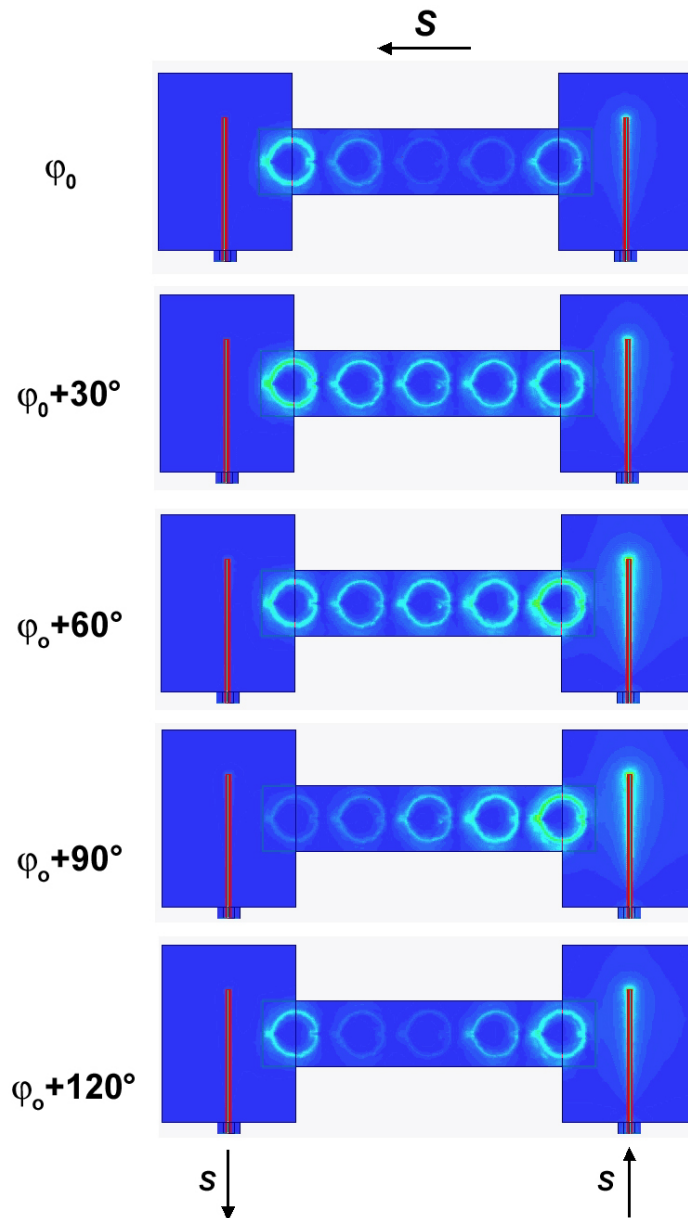


FIG. 4.27 – Carte de champ électrique, tracée dans le plan des SRR, sur un pic de transmission à 6.049 GHz (cas des SRR en cuivre). L'énergie est injectée par la droite, et le vecteur de Poynting  $S$  donne le sens de propagation de l'énergie.

coaxial et d'un guide métallique rectangulaire de grande section. Sur la figure, l'énergie est injectée par la droite. Son sens de propagation est indiqué par le vecteur de Poynting  $\mathbf{S}$ . La variation de la phase à l'origine permet de mettre en évidence le comportement temporel du système. La résonance des anneaux, caractérisée par une accumulation très forte de champ électrique, se déplace dans le sens opposé à celui du vecteur de Poynting, ce qui démontre une rétropropagation de l'onde.

Cependant, ce comportement n'est observé que sur les pics de transmission, et non pas sur toute la bande passante. En effet, l'ondulation du niveau de transmission est trop importante. En dehors des pics, l'évolution du champ électrique le long de la structure se présente sous la forme d'une onde stationnaire, et le faible niveau de transmission ne permet plus de considérer la structure comme propagative.

Si la structure est particulièrement prometteuse sur le plan théorique, une difficulté doit cependant être surmontée en pratique. En effet, la transition abrupte entre le guide de grande section, dont la permittivité effective relative est voisine de 0,5 à 6 GHz, et le guide sous la coupure est à l'origine d'une forte désadaptation des deux milieux. Celle-ci explique l'allure de la courbe de transmission : à la résonance, la transmission peut s'approcher de l'unité mais elle est rapidement dégradée entre deux résonances consécutives, en raison du couplage évanescent entre les deux guides.

S. Burokur a proposé pour l'amélioration du niveau de transmission de réaliser une transition linéaire entre les deux sections de guide [142]. La structure qu'il propose utilise également des SRR, placés dans un guide d'onde métallique de section réduite, dont la fréquence de fonctionnement est voisine de 13 GHz. Grâce à l'amélioration du couplage, il a obtenu pour cette ligne composite un niveau de transmission moyen proche de -10 dB, et une réduction marquée des ondulations en bande passante qui ne dépassent pas 5 dB.

L. Rogla et J. Carbonell ont également étudié les propriétés de filtrage de cette structure [143] et proposé un couplage performant du guide d'onde chargé (FIG. 4.28). Celui-ci est réalisé grâce à une transition courbe des sections des guides, associée à une réduction progressive des dimensions du substrat. Les premiers résonateurs sont placés dans la transition, de manière à favoriser leur excitation. Ce travail d'optimisation a permis d'obtenir une transmission proche de l'unité autour de 7 GHz, avec une ondulation de l'ordre du dB en bande passante. Ce dispositif démontre les raisonnements avancés ici sur les problèmes de couplage mais pose des difficultés technologiques qui ne permettent pas sa



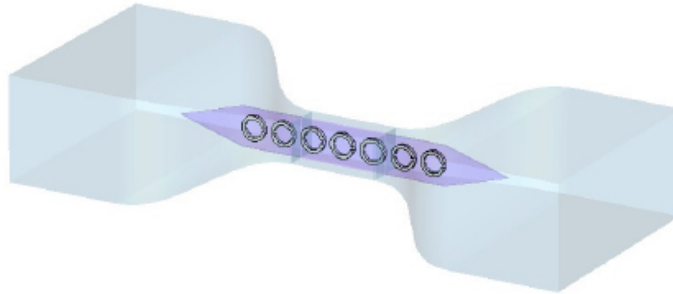


FIG. 4.28 – Schéma du guide main-gauche, proposé par L. Rogla et J. Carbonell dont le couplage avec les zones d'accès est optimisé.

réalisation.

Nous avons démontré dans ce paragraphe que l'utilisation d'un guide d'onde métallique sous la fréquence de coupure du premier mode permet de simuler un plasma 1D. La réalisation d'une ligne de propagation chargée par des SRR présentant une rétropropagation de l'onde électromagnétique est alors possible. Cependant, en raison des dimensions réduites du guide utilisé, l'injection de l'énergie dans la structure se fait par couplage évanescent et dans ces conditions la transmission sur la ligne est dégradée. Des transitions délicates à réaliser doivent alors être utilisées pour assurer un niveau de transmission acceptable.

Compte tenu de ces difficultés, nous nous sommes dirigés vers une ligne de transmission en technologie finline, dans laquelle la permittivité négative est obtenue par un réseau périodique de fils. Le couplage de l'énergie vers cette ligne est facilité par des transitions identiques à celles présentées dans le paragraphe 2.1.2.

## 4.4 Rétropropagation en finline

Les technologies en guides d'onde métalliques sont largement utilisées dans les systèmes microondes, notamment de télécommunications, en raison des faibles pertes en ligne qu'elles présentent et du blindage électromagnétique obtenu par les parois métalliques. Par conséquent, la démonstration d'une ligne à rétropropagation dans cette technologie présente un intérêt indéniable pour les applications dans ce domaine. Pour cela, il est nécessaire de résoudre le problème de l'injection de l'énergie dans le milieu composite. Nous nous sommes intéressés lors de la conception du tripleur aux lignes finline, qui permettent de conserver

les avantages de la propagation en guide métallique tout en offrant des possibilités d'intégration de circuits dans le plan électrique du guide. Nous avons mis au point une méthode de conception de transitions guide d'onde - finline qui, dans le cas présent, peut être exploitée pour faciliter l'excitation de la structure.

#### 4.4.1 Cellule unitaire

La structure que nous proposons est composée d'un résonateur et d'une inductance, placés périodiquement le long d'une finline (FIG. 4.29). Le résonateur est réalisé par l'intermédiaire d'un anneau ouvert simple ou double, sur la base des SRR présentés précédemment. L'inductance en parallèle est créée par l'intermédiaire d'un fil mince placé entre les deux conducteurs de la finline. La configuration des champs électromagnétiques dans une finline est particulièrement favorable à l'excitation des résonateurs lorsqu'ils sont placés sur la face arrière du substrat. Le champ magnétique, perpendiculaire à la fente dans le mode guidé de la finline, passe alors dans l'axe des anneaux. Le champ électrique reliant les conducteurs de la finline permet de réaliser un couplage également capacitif du résonateur à la ligne.

Nous visons un fonctionnement en bande Ka (10 - 18 GHz). Dans la perspective de la réalisation d'un prototype, nous avons pris en compte dès la conception les paramètres des matériaux. Le guide d'onde métallique dans lequel est placé le circuit est un WR62, dont la section est de  $7,9 \times 16 \text{ mm}^2$ . Ce guide est monomode de 9,5 à 19 GHz. Le substrat choisi pour la réalisation du circuit et dont les paramètres électromagnétiques sont repris dans les simulations est le *Duroïd 5880*, en raison de sa faible permittivité ( $\epsilon_r=2,2$ ) et des faibles pertes diélectriques qu'il présente à ces fréquences ( $\tan \delta = 9.10^{-4}$ ). Son épaisseur  $h$  et l'épaisseur de métallisation  $e$  sont choisis parmi les standards disponibles respectivement à  $254 \mu\text{m}$  et  $17 \mu\text{m}$ . Le métal choisi est le cuivre, de conductivité  $\sigma_{Cu} = 5,8.10^7 \text{ S.m}^{-1}$ . La largeur de la fente  $w$  est de  $200 \mu\text{m}$ . La ligne de transmission à ailette définie par l'ensemble de ces grandeurs est monomode de 4,5 à 19 GHz, et son impédance caractéristique est de  $120 \Omega$ .

L'ajout d'un fil mince entre les deux rubans métalliques permet, du point de vue du circuit, de charger la ligne de transmission par une inductance en parallèle. Compte tenu du mode propagé, le champ électrique s'applique parallèlement au fil.

L'analogie peut alors être rapidement faite avec les réseaux de fils présentés

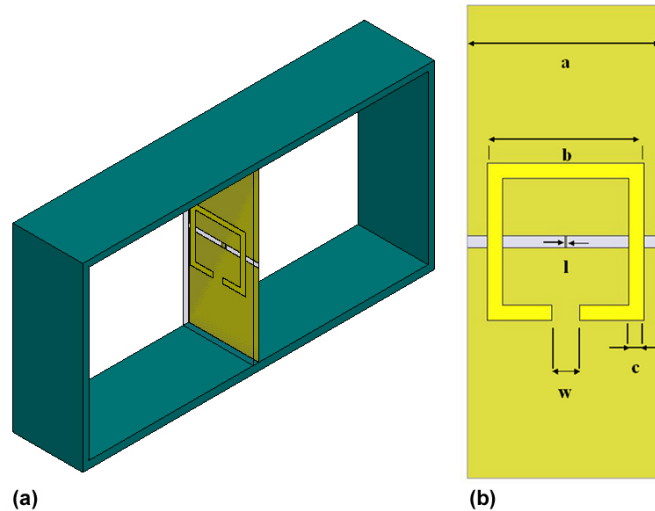


FIG. 4.29 – Cellule unitaire de la ligne de transmission finline main-gauche (a) et détail des dimensions (b). Les rubans métalliques et le fil sont sur la face avant du substrat tandis que l’anneau est placé sur la face arrière.  $a = 3,3$  mm ;  $b = 2,62$  mm ;  $c = 250$   $\mu\text{m}$  ;  $w = 460$   $\mu\text{m}$  ;  $l = 200$   $\mu\text{m}$ . La distance entre les rubans métalliques de la ligne est de  $200$   $\mu\text{m}$ .

dans le paragraphe 3.3.1. Les dimensions du fil vont déterminer la valeur de permittivité effective négative que l’on obtiendra sous la fréquence plasma. Nous présentons FIG. 4.30 la permittivité effective extraite de la simulation d’une cellule unitaire ne comportant que le fil. La méthode utilisée pour l’extraction est celle présentée dans le paragraphe 3.3.1. L’augmentation de la taille du fil s’accompagne d’une augmentation de la fréquence plasma, comme dans le cas des réseaux de fils en espace libre.

De manière à faciliter la réalisation technologique, nous avons choisi d’utiliser des fils de  $200$   $\mu\text{m}$ , pour que les dimensions caractéristiques du dispositif restent du même ordre de grandeur (quelques centaines de microns) et que le prototype soit réalisable par les techniques de fabrication de circuits imprimés. Dans ces conditions, la permittivité relative effective est proche de  $-5$  à  $12$  GHz.

La fréquence de fonctionnement du résonateur est déterminée précisément par le calcul des modes propres de la structure. Celui-ci peut être réalisé par l’intermédiaire de deux anneaux ou d’un seul. Nous nous intéressons également à l’influence de la finline sur les modes propres. Pour cela nous avons également simulé le cas sans les rubans métalliques. Les résultats obtenus sur la valeur de la fréquence de résonance et les coefficients de qualité associés sont résumés TAB. 4.2. Les cartes de champ électrique à la résonance sont présentées FIG. 4.31, de

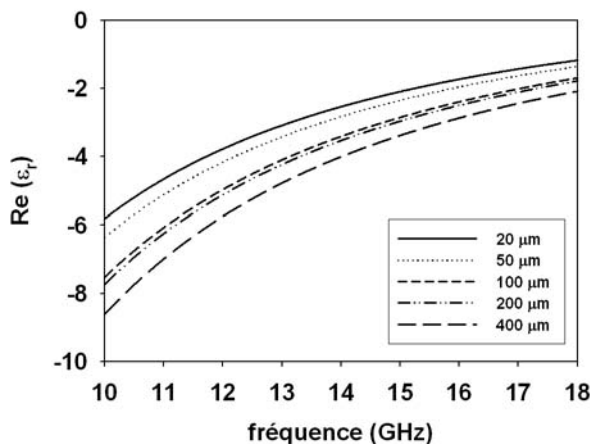


FIG. 4.30 – Permittivité relative calculée pour une cellule unitaire, chargée uniquement par le fil, en fonction de la longueur  $l$  du fil.

	2 ANNEAUX	1 ANNEAU
	$F_{\text{résonance}}$ (GHz) / Q	$F_{\text{résonance}}$ (GHz) / Q
SANS FINLINE	13,5 / 430	15 / 400
AVEC FINLINE	11,5 / 256	11,6 / 251

TAB. 4.2 – Fréquences de résonance ( $F_{\text{résonance}}$ ) et facteur de qualité (Q) des résonateurs à simples et doubles anneaux, avec et sans les rubans métalliques de la finline.

manière à étudier les phénomènes de couplage mis en jeu pour chaque cas.

Plusieurs éléments peuvent être relevés à l'issue de ces simulations.

- Considérons comme référence le résonateur double sans la finline (FIG. 4.31(a)). L'amplitude élevée du champ électrique entre les anneaux met en évidence un couplage fort entre ces deux éléments. Le coefficient de qualité est le plus élevé parmi les quatre cas étudiés. Le champ magnétique est fortement resserré autour de l'axe des anneaux par l'influence du plus petit anneau (FIG. 4.32(a)).
- Pour le résonateur simple sans la finline, l'absence du plus petit anneau a comme conséquence une diminution du couplage capacitif (FIG. 4.31(b)), qui s'accompagne d'une augmentation de la fréquence de résonance. Le champ magnétique s'étend cette fois-ci sur toute la surface interne de l'anneau (FIG. 4.32(b)). Le coefficient de qualité reste du même ordre, puisque la quantité de métal mise en jeu varie peu.
- Dans le cas du résonateur double avec la finline, le couplage capacitif

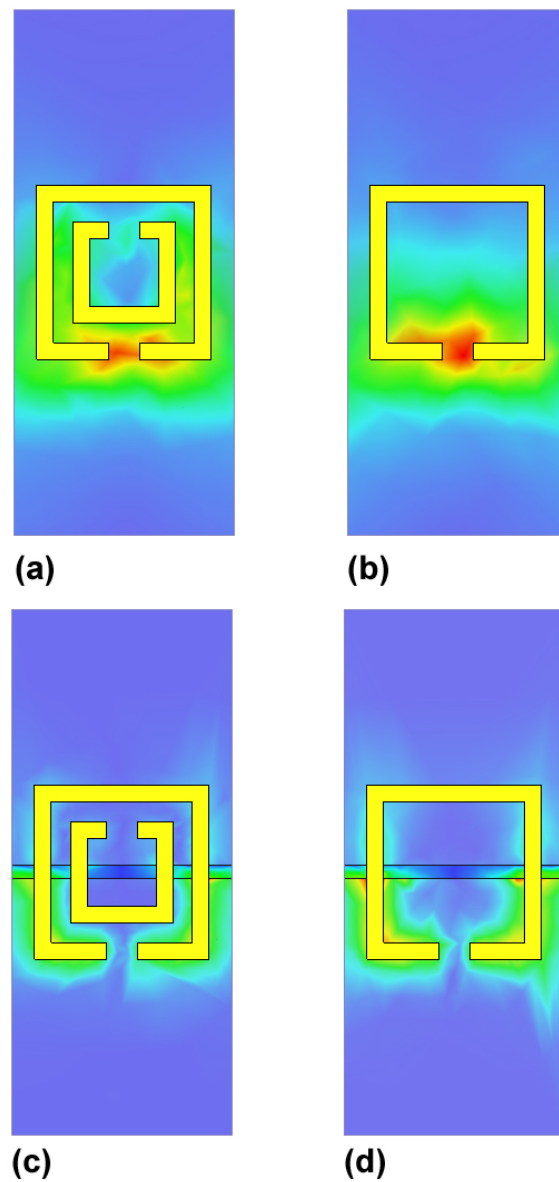


FIG. 4.31 – Amplitude du champ électrique à la résonance, sur la surface du substrat. Anneau double (a) et simple (b) sans la finline, anneau double (c) et simple (d) avec la finline.

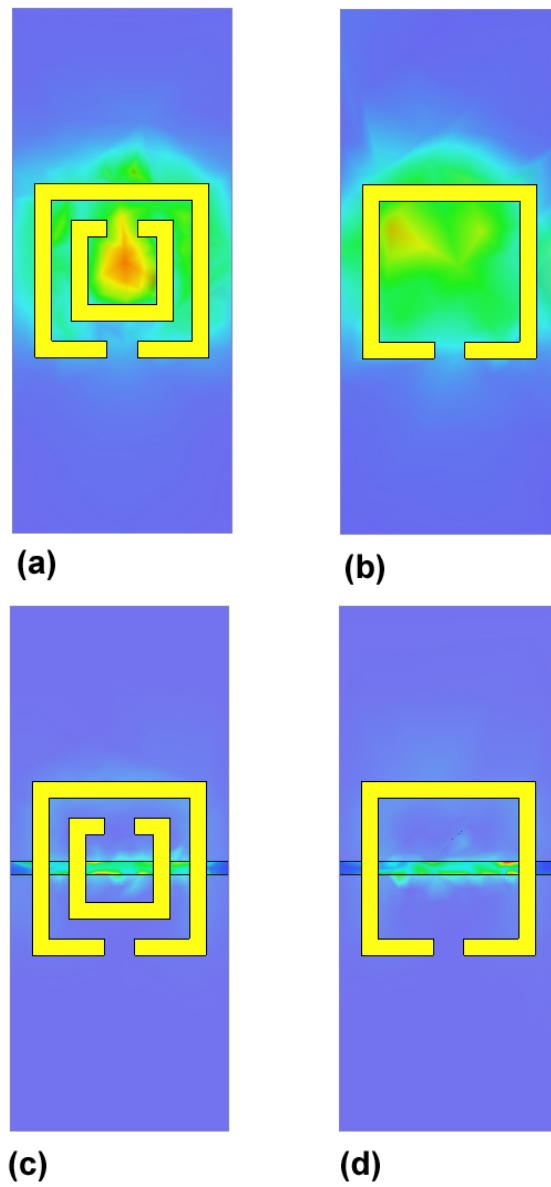


FIG. 4.32 – Amplitude du champ magnétique à la résonance, sur la surface du substrat. Anneau double (a) et simple (b) sans la finline, anneau double (c) et simple (d) avec la finline.

entre anneaux est très faible. Le champ électrique est quasiment nul à la périphérie du plus petit anneau (FIG. 4.31(c)). Sa contribution dans le processus résonnant est donc limitée. Avec l'ajout des rubans métalliques, la répartition du champ magnétique est limitée entre les ailettes (FIG. 4.32(c)).

- Pour l'anneau simple avec finline, la carte de champ électrique est très similaire au cas de l'anneau double, ce qui tend à confirmer la prédominance du couplage entre le grand anneau et la ligne de transmission devant celui des anneaux entre eux (FIG. 4.31(d)). De même la répartition du champ magnétique est très similaire au cas précédent, puisqu'elle est fortement déterminée par la finline et non plus par le diamètre des anneaux (FIG. 4.32(d)). Le coefficient de qualité est identique au cas précédent, ce qui renforce également l'idée que le petit anneau joue un rôle très limité dans ce cas.

Ces résultats permettent d'envisager l'utilisation d'un simple anneau, tout en conservant une fréquence de résonance dans l'intervalle considéré. Rappelons que la motivation principale pour l'utilisation d'une structure double proposée par J. B. Pendry portait sur la réduction de la fréquence de résonance (paragraphe 3.3.2). Cette structure permet, en espace libre, de conserver des motifs de dimensions petites devant la longueur d'onde. Dans le cas présent, la mise en place du résonateur au dos d'une ligne à fente permet de créer un couplage capacitif fort entre l'anneau et les rubans métalliques, et par conséquent rend facultative l'utilisation de deux anneaux.

Pour dimensionner la cellule élémentaire nous avons considéré séparément les éléments chargeant la ligne de transmission. Il s'agit maintenant d'étudier le comportement fréquentiel de cette structure combinant les deux effets ; c'est à dire à la fois la permittivité effective négative et la forte non linéarité du résonateur.

Pour cela, nous avons choisi de nous intéresser au diagramme de dispersion de la ligne de transmission réalisée à partir de cette cellule de base.

#### 4.4.2 Diagramme de dispersion

Le diagramme de dispersion, ou structure de bande pour un système périodique, permet de caractériser précisément le comportement fréquentiel d'un support de propagation. Il permet d'une part de déterminer les fréquences de coupure, ce qui n'est pas immédiat à partir des coefficients de transmission obtenus par simulation, et d'autre part de mettre en évidence le comportement

main-gauche du dispositif étudié.

Pour cela, nous avons cherché à l'établir pour notre structure à partir des éléments dont nous disposons. La cellule unitaire est le plus petit élément constitutif de la ligne de transmission que nous étudions. Sa longueur  $a$  est de 3,3 mm, tandis que la longueur d'onde guidée par la finline  $\lambda_g$ , pour les dimensions précisées précédemment, est de 24 mm à 12 GHz. Par conséquent, cet élément unitaire peut être considéré comme un petit élément de ligne, de longueur  $a \ll \lambda_g$ . La matrice chaîne  $M_{unitaire}$  représentative de cet élément peut alors s'écrire :

$$M_{unitaire} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{ch}(\gamma a) & Z_c \text{sh}(\gamma a) \\ \frac{1}{Z_c} \text{sh}(\gamma a) & \text{ch}(\gamma a) \end{bmatrix} \quad (4.30)$$

où  $Z_c$  est l'impédance caractéristique de la ligne de propagation,  $\gamma = \alpha + j\beta$  est la constante de propagation.

Les paramètres S de cette cellule unitaire peuvent être calculés par la méthode des éléments finis. Ces résultats peuvent être exprimés sous la forme d'une matrice chaîne et par l'inversion des relations il est possible de calculer les quantités  $\alpha$  et  $\beta a$ , qui s'écrivent alors :

$$\alpha = \frac{1}{a} \ln \left| (A \pm \sqrt{A^2 - 1}) \right| \quad (4.31)$$

$$\beta a = \angle \left( A \pm \sqrt{A^2 - 1} \right) + 2k\pi, k \in Z \quad (4.32)$$

Dans ce formalisme, nous nous plaçons en condition de propagation, puisque nous supposons que la structure étudiée est un élément de ligne. Lors de la simulation en éléments finis, la cellule est excitée par l'intermédiaire de ports servant à injecter l'énergie et les résultats de simulation correspondent aux paramètres S obtenus lorsque l'entrée et la sortie sont adaptées. Les ports d'entrée et de sortie sont identiques, par conséquent les ondes en entrée et en sortie sont identiques, à un terme de propagation près, qui s'écrit  $e^{-\gamma a}$ .

En conséquence, la solution obtenue sur la constante de propagation pour une cellule unitaire correspond aux modes de Bloch du réseau 1D infini. La relation entre la fréquence et les valeurs de  $\beta a$  représente la structure de bande de la structure périodique. Nous présentons FIG. 4.33 les résultats obtenus pour la cellule à simple et double anneaux.

Les résultats pour les deux cas sont très similaires, à la fois sur la partie réelle et la partie imaginaire de la constante de propagation.

Une première bande passante est obtenue entre 11,5 et 12,5 GHz, autour de la fréquence de résonance des anneaux. La pente de cette branche de dispersion



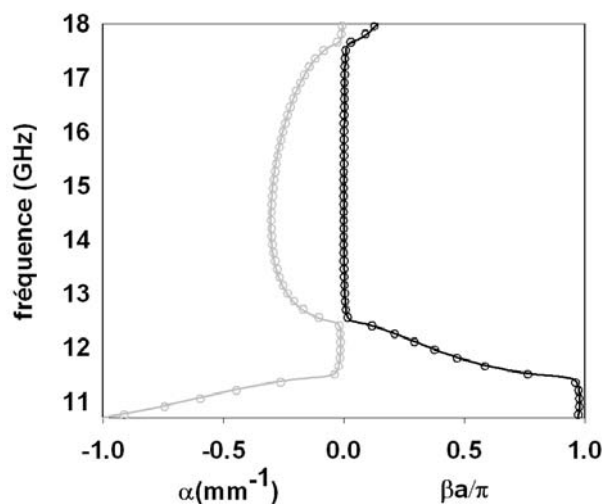


FIG. 4.33 – Structure de bande obtenue à partir de la simulation des cellules unitaires. Les courbes en trait plein correspondent au cas simple anneau. Les courbes marquées par des ronds correspondent au cas double anneau.

est négative. Cela indique que la vitesse de phase, donnée par la pente à l'origine et la vitesse de groupe, correspondant à la tangente locale sont de signe opposé. Cette allure est la signature d'un comportement main-gauche de la structure. Celui-ci est obtenu sur 8 % de largeur de bande. La vitesse de groupe s'annule en bord de bande et elle est maximum au point d'inflexion de la courbe, autour de 12,2 GHz.

La deuxième bande passante présente une fréquence de coupure proche de 17,5 GHz. Elle ne présente pas de caractère main gauche. L'extraction de la permittivité effective présentée précédemment donnait une permittivité négative pour ce réseau de fils jusqu'à 18 GHz et même au delà. Cette différence s'explique par la présence du résonateur, qui détermine également la valeur de cette fréquence de coupure. En effet, les phénomènes d'activité électrique et magnétique ne peuvent simplement être superposés pour prédire le comportement de la structure complète.

Dans l'intervalle de fréquence séparant ces deux régimes de propagation, la structure est caractérisée par le paramètre d'atténuation  $\alpha$  qui indique les longueurs d'évanescence.

A partir des paramètres S d'une cellule unitaire nous avons pu déterminer le diagramme de bande de la ligne de transmission composite, réalisée à partir

d'une finline chargée par des fils et des résonateurs.

Les propriétés du mode de propagation de la finline ont rendu possible l'utilisation d'un seul anneau pour la création d'un résonateur.

La diagramme de bande de la structure périodique met en évidence sur le plan théorique une bande passante main-gauche, dont l'étalement fréquentiel est déterminé par les propriétés du résonateur. L'intérêt de cette approche est de pouvoir prédire le comportement d'un réseau infini par l'intermédiaire de simulations *ab initio*, et donc de réduire les temps de calcul associés.

Pour valider toutefois cette approche, nous avons réalisé la simulation d'un réseau fini, constitué de cellules unitaires étudiées dans ce paragraphe. Les résultats de ces simulations font l'objet du paragraphe suivant.

#### 4.4.3 Simulation de la ligne de transmission

L'objectif est de mettre en évidence numériquement le comportement main-gauche de la ligne de transmission composite. La simulation par la méthode des éléments finis que nous utilisons ne permet de ne simuler qu'un petit nombre de cellules, et pour cette raison ce type d'analyse est insuffisant pour une étude complète des structures. Néanmoins, il permet de mettre en évidence certaines propriétés du support de propagation.

Nous présentons FIG. 4.34 la structure simulée. Elle est constituée de la ligne de transmission chargée par les fils et les anneaux, encadrée de part et d'autre par des lignes d'accès en finline. Cette configuration permet de prendre en compte le changement de milieu, c'est à dire le passage d'une ligne classique à une ligne composite main-gauche, et elle permettra d'estimer l'adaptation entre ces deux lignes de propagation.

Les paramètres  $S$  obtenus pour cette structure sont présentés FIG. 4.35(a). La réponse fréquentielle obtenue est en bon accord avec le comportement prévu par le diagramme de bande.

La première bande passante est centrée sur 12 GHz. Le niveau de transmission maximum atteint -2 dB. Compte tenu du nombre réduit de cellules unitaires, le niveau est relativement constant dans cet intervalle, ce qui indique une bonne adaptation entre le milieu main-droite, situé de part et d'autre de la ligne chargée, et le milieu main-gauche. Cette idée est confirmée par la faible valeur du paramètre de réflexion en entrée du dispositif, qui reste proche de -15 dB en moyenne.

Les pertes associées sont assez élevées (30% au minimum) et présentent des pics en bord de bande, qui peuvent dépasser la moitié de l'énergie injectée.

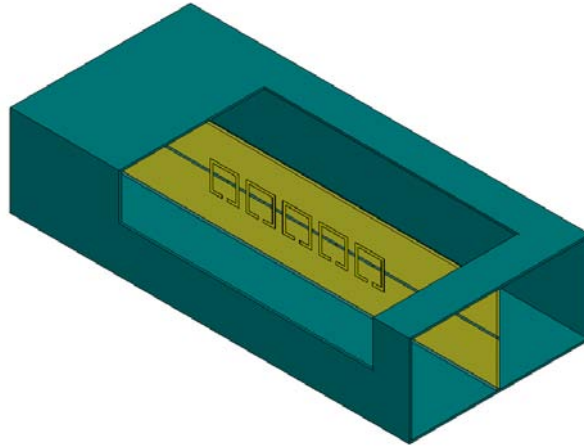


FIG. 4.34 – Structure finline main-gauche simulée par la méthode des éléments finis. La ligne de transmission chargée par les fils et les anneaux (5 cellules unitaires) est encadrée de part et d'autre par des lignes d'accès en finline.

L'utilisation d'un processus résonnant prenant place dans un motif métallique explique la valeur élevée des pertes. Le temps de vie élevé des électrons dans les anneaux s'accompagne d'une forte dissipation de l'énergie dans la structure. Le niveau de transmission est donc davantage dégradé par les pertes dans la structure plutôt que par la désadaptation des milieux.

De part et d'autre de cette bande passante, la réjection est très abrupte, démontrant à nouveau les fortes capacités de sélection fréquentielle des résonateurs. Elle atteint 30 dB à 13,5 GHz, et dépasse 50 dB en dessous de 11,5 GHz, alors que la bande passante à -3 dB est comprise entre 11,7 et 12,6 GHz.

La deuxième bande passante débute vers 17,8 GHz, conformément au diagramme de bande, et sa coupure est nettement moins marquée que pour la bande main-gauche.

De manière à mettre en évidence le comportement main-gauche de la structure, nous nous sommes intéressés à l'évolution des courbes iso-amplitude des champs électrique et magnétique au sein de la structure. Cette représentation permet de retracer l'évolution du front d'onde le long de la ligne, et d'en déduire le sens de la vitesse de phase.

Nous présentons FIG. 4.36 le résultat obtenu pour les courbes iso-amplitude de champ électrique tracées dans le plan perpendiculaire au fil passant par le milieu de la fente. La structure simulée comporte 5 cellules unitaires encadrées par une ligne de transmission classique. La fréquence est de 12,15 GHz, et cor-

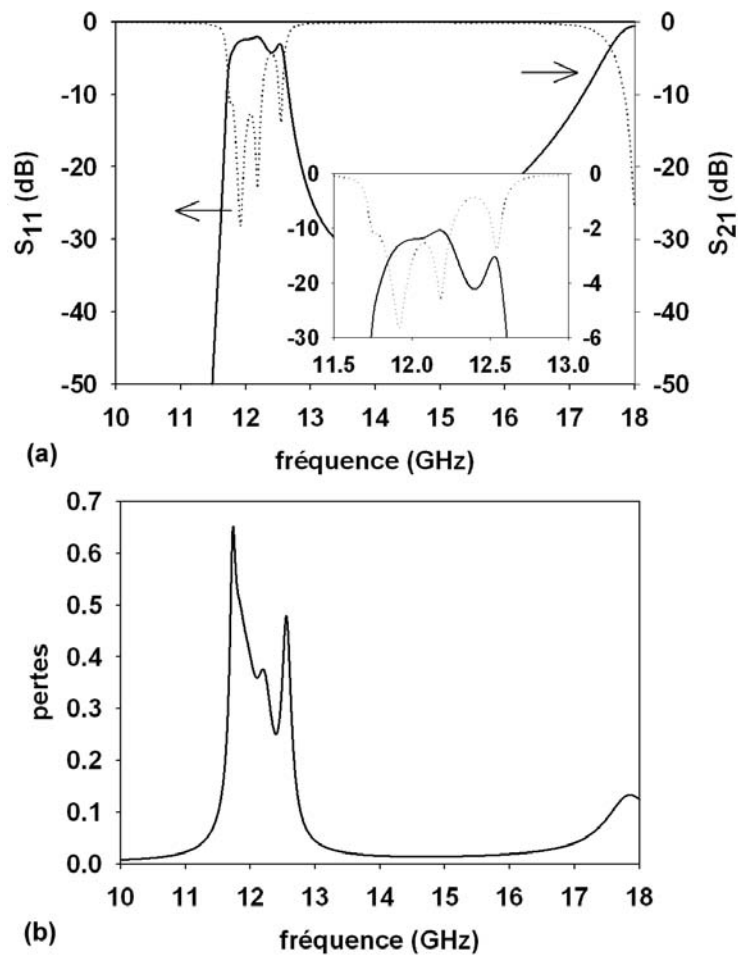


FIG. 4.35 – Paramètres S de la ligne de transmission à 5 cellules unitaires (FIG. 4.34) (a) et pertes associées (b).

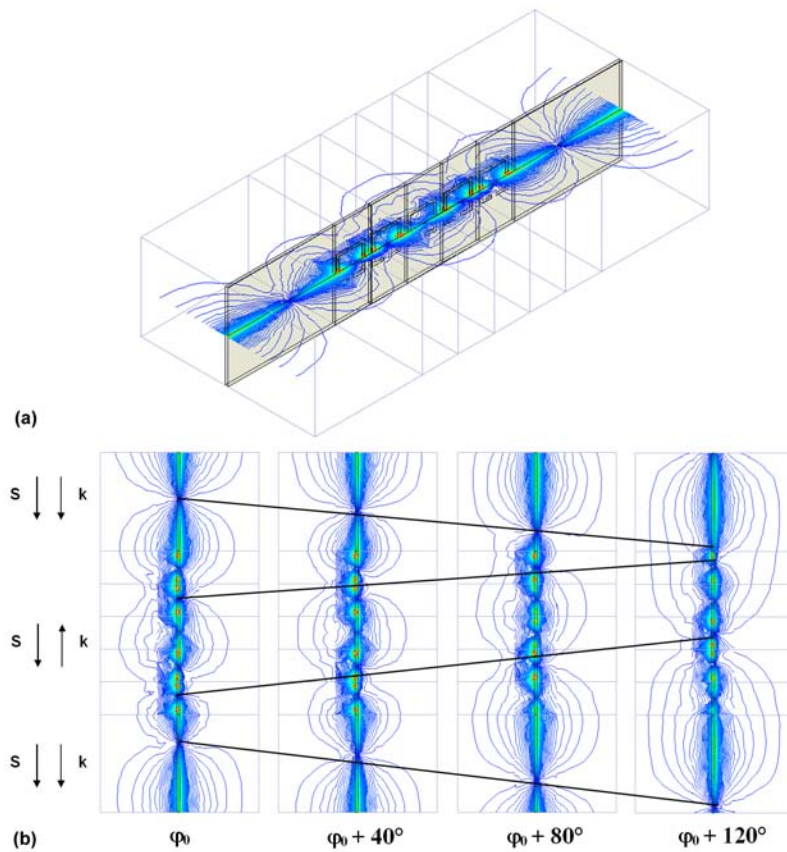


FIG. 4.36 – Courbes iso-amplitude de champ électrique (b), dans le plan perpendiculaire au fil, au milieu de la fente (a), à 12,15 GHz, pour différentes valeurs successives de phase à l'origine. La structure simulée est celle représentée FIG. 4.34. L'énergie est injectée par le haut. Les lignes mettent en évidence l'évolution du front d'onde, en suivant les noeuds d'amplitude. Le comportement main-gauche est mis en évidence par le sens du vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  qui est dans ce cas opposé à celui du vecteur de Poynting  $\mathbf{S}$ .

respond au pic de transmission. Les tracés sont effectués pour différentes valeurs de phase à l'origine, de manière à reproduire l'évolution temporelle du système.

Sur la figure, le port d'injection est situé au dessus et le vecteur de Poynting  $\mathbf{S}$  indique le sens de propagation de l'énergie. Les traits mettent en évidence le déplacement des noeuds d'amplitude et permettent de définir un front d'onde. Dans le milieu classique main-droite, l'avancée du front d'onde est dirigée vers le bas, comme pour le vecteur  $\mathbf{S}$ . En revanche, dans le milieu composite, le front d'onde se déplace vers le haut, ce qui signifie que le vecteur d'onde est de sens opposé au vecteur de Poynting. Le phénomène de rétropropagation est manifeste et confirme les résultats du diagramme de dispersion à cette fréquence.

Une autre grandeur à laquelle il est possible de s'intéresser est la longueur d'onde guidée dans le milieu main-gauche. Elle est difficile à déterminer graphiquement à partir des résultats présentés précédemment, compte tenu de la faible longueur de propagation et des longueurs de transitions aux interfaces des deux milieux. Cependant, l'évolution de la longueur d'onde guidée  $\lambda_g = 2\pi/\beta$ , avec  $\beta$  la constante de propagation, peut être étudiée grâce aux résultats du diagramme de dispersion. L'indice effectif  $n_{eff} = c_0/(\lambda_g f)$ , où  $c_0$  est la vitesse de la lumière dans le vide et  $f$  la fréquence peut également être calculé. Les valeurs obtenues pour notre structure sont présentées FIG. 4.37.

La ligne de transmission est fortement dispersive et par conséquent la longueur d'onde guidée présente de fortes variations. Elle est tout d'abord proche de zéro en bord de bande puis diverge sur le haut de la bande passante. Dans la bande passante, la valeur de l'indice effectif débute à 4 et tend vers zéro en bord de bande.

A partir des résultats obtenus pour l'extraction de la permittivité effective pour la ligne chargée uniquement par les fils et de la valeur de l'indice effectif calculé précédemment, il est possible d'estimer les pertes par désadaptation. En première approximation, nous négligeons la perturbation introduite par l'ajout du résonateur et nous considérons que la permittivité effective de la ligne main-gauche  $\epsilon_{r1}$  est identique à celle de la ligne chargée uniquement par les fils. Dans ce cas, à 12,15 GHz,  $\epsilon_{r1} \approx -5$  (FIG. 4.30). L'indice effectif a été calculé par l'intermédiaire du diagramme de bande, il est proche de -1 à cette fréquence (FIG. 4.37). Par conséquent, la perméabilité relative  $\mu_{r1}$  vaut environ -0,2, ce qui nous permet de calculer l'impédance caractéristique  $Z_{c1}$  à cette fréquence, qui est alors de 75  $\Omega$ . Le coefficient de réflexion  $\rho$  dû à la désadaptation est  $\rho = \frac{Z_{c1} - Z_{c0}}{Z_{c1} + Z_{c0}}$ , avec  $Z_{c0} = 120 \Omega$  l'impédance caractéristique de la finline non chargée. Pour les valeurs calculées à 12,15 GHz,  $\rho = 0,2$ , soit -14 dB. Les pertes calculées à cette

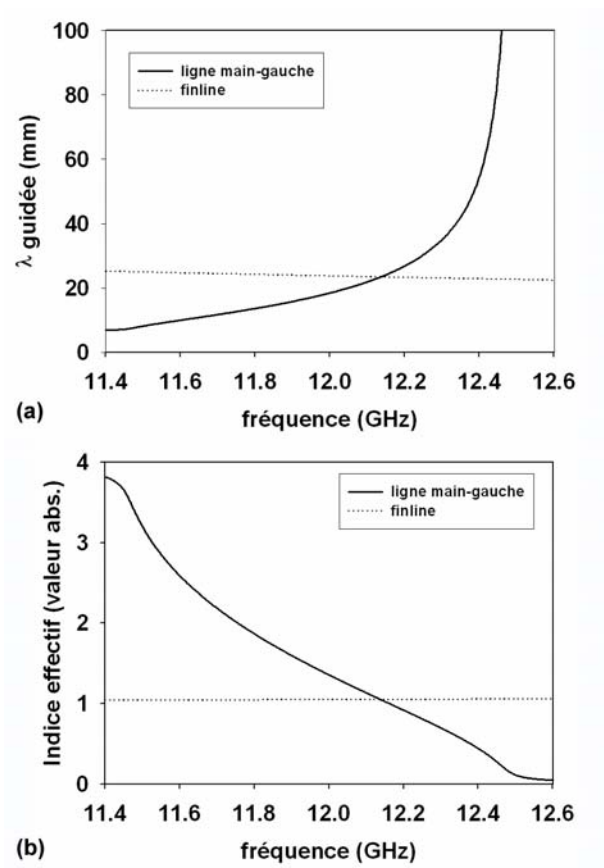


FIG. 4.37 – Longueur d'onde guidée (a) et indice effectif (b) de la ligne de transmission composite et de la finline seule.

fréquence sont proches de 38 % (FIG. 4.35). A partir de cette valeur et du résultat obtenu pour le coefficient de réflexion, il est possible de calculer la transmission correspondante. Dans ce cas, on trouve que  $S_{21} = -2,3$  dB. La valeur obtenue par simulation est proche de -2 dB. Par conséquent, l'approximation faite sur la valeur de la permittivité nous a permis de retrouver les résultats obtenus en simulation, et d'estimer l'impédance caractéristique de notre ligne main-gauche. Ce résultat confirme la bonne adaptation des deux milieux (5 % de l'énergie est réfléchi par désadaptation sur le pic de transmission).

Nous avons présenté dans ce paragraphe les résultats de simulation d'une ligne de transmission composite. Le comportement main-gauche de cette ligne, illustré par le phénomène de rétropropagation de l'onde, a pu être mis en évidence numériquement.

L'analyse des paramètres S obtenus a mis en avant un certain nombre de points.

- Les pertes dans la structure peuvent être élevées, en raison de l'utilisation de résonateurs métalliques.
- L'adaptation du milieu main-gauche aux zones d'accès est primordiale pour assurer un niveau de transmission constant et proche de l'unité.

Cette structure présente sur le plan de l'adaptation de bonnes performances, comme l'indiquent les résultats obtenus en simulation sur le paramètre de réflexion  $S_{11}$ . La transmission unitaire n'est pas atteinte en raison des pertes importantes dans les résonateurs. Cependant les performances en transmission démontrent l'intérêt de cette structure fermée, qui présente l'avantage de ne pas perdre d'énergie par rayonnement.

#### 4.4.4 Réalisation et caractérisation du prototype

Nous avons démontré numériquement que la ligne composite finline présentait une rétropropagation de l'onde. Une dernière étape pour permettre la réalisation d'un prototype consiste à définir les zones d'accès à la finline. Pour cela, nous avons repris la démarche de conception présentée dans le paragraphe 2.1.2 en l'adaptant à la ligne de propagation considérée.

Nous avons de cette façon conçu une transition pour laquelle le coefficient de réflexion en entrée est proche de -20 dB autour de la fréquence de fonctionnement de notre dispositif, à 12 GHz. Les performances de cette transition nous permettent de réaliser le transfert de l'énergie vers la ligne composite de manière optimale (FIG. 4.38).



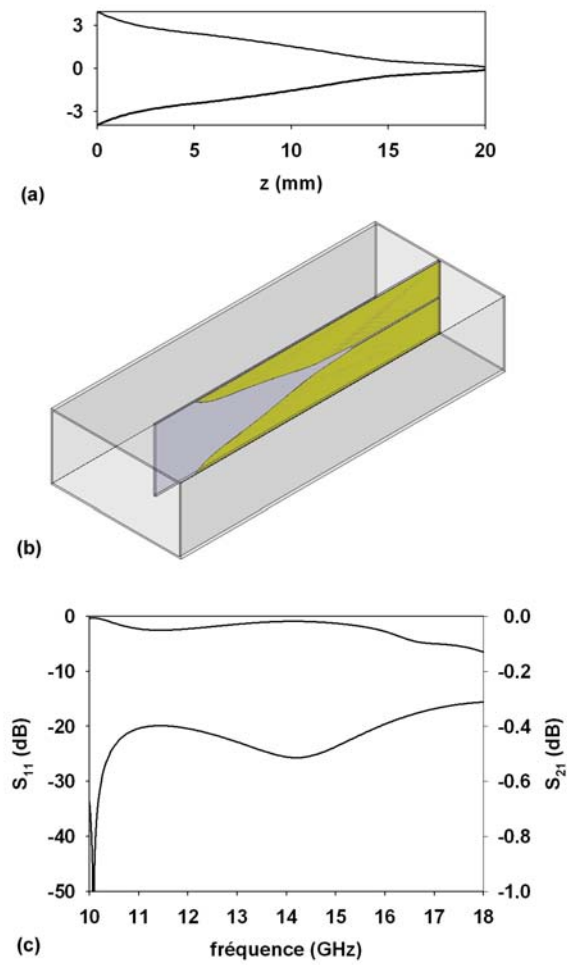


FIG. 4.38 – Profil de la transition guide d'onde - finline (a), schéma de la transition dans le guide métallique (b) et paramètres S correspondants (c).

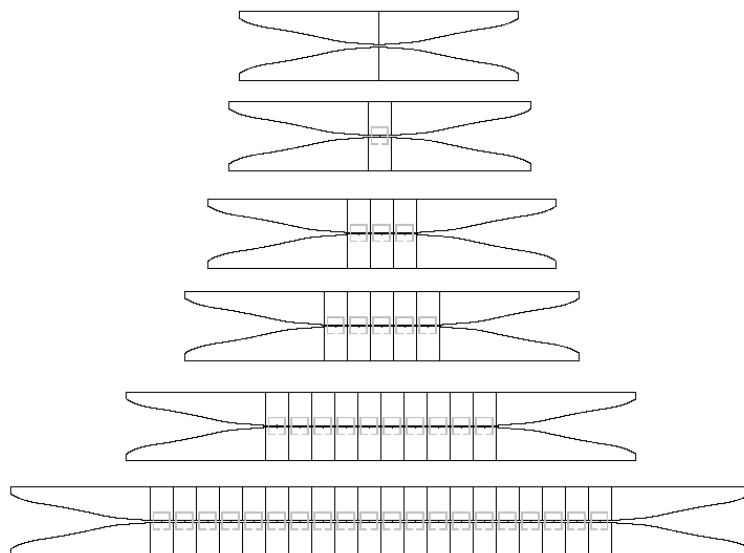


FIG. 4.39 – Schéma des circuits. Les motifs en noir correspondent à la métallisation en face avant, ceux en gris à la métallisation face arrière du substrat. De haut en bas : transitions seules, puis transitions et ligne composite comportant 1, 3, 5, 10 puis 20 cellules unitaires.

Le prototype a été réalisé par la société *Omicron*, dans le cadre d'une collaboration avec l'Université Autonome de Barcelone. Des lignes de longueurs différentes ont été réalisées, elles sont constituées de 1 à 20 cellules unitaires. Les zones d'accès réalisant la transitions entre le guide d'onde et la finline sont ajoutées aux extrémités de ces lignes. Les circuits réalisés sont représentés FIG. 4.39.

Nous présentons FIG. 4.40 le résultat de caractérisation pour une ligne constituée de 5 cellules unitaires. Ces mesures sont comparées aux résultats de simulations, qui prennent en compte la conductivité finie des motifs métalliques ainsi que les caractéristiques électromagnétiques du substrat utilisé.

Le comportement des lignes est remarquablement bien prédit par la simulation, malgré un léger décalage fréquentiel, que ce soit en transmission ou en réflexion. En bande passante, la transmission est proche de -4 dB pour cette structure. Celle-ci présente une forte réjection de part et d'autre de la bande main-gauche, supérieure à 25 dB, bien que peu de cellules soient utilisées. Les pertes, légèrement sous-estimées(10 %), présentent des pics à la résonance des anneaux. La faible valeur du coefficient de réflexion traduit une bonne adaptation entre les deux milieux.

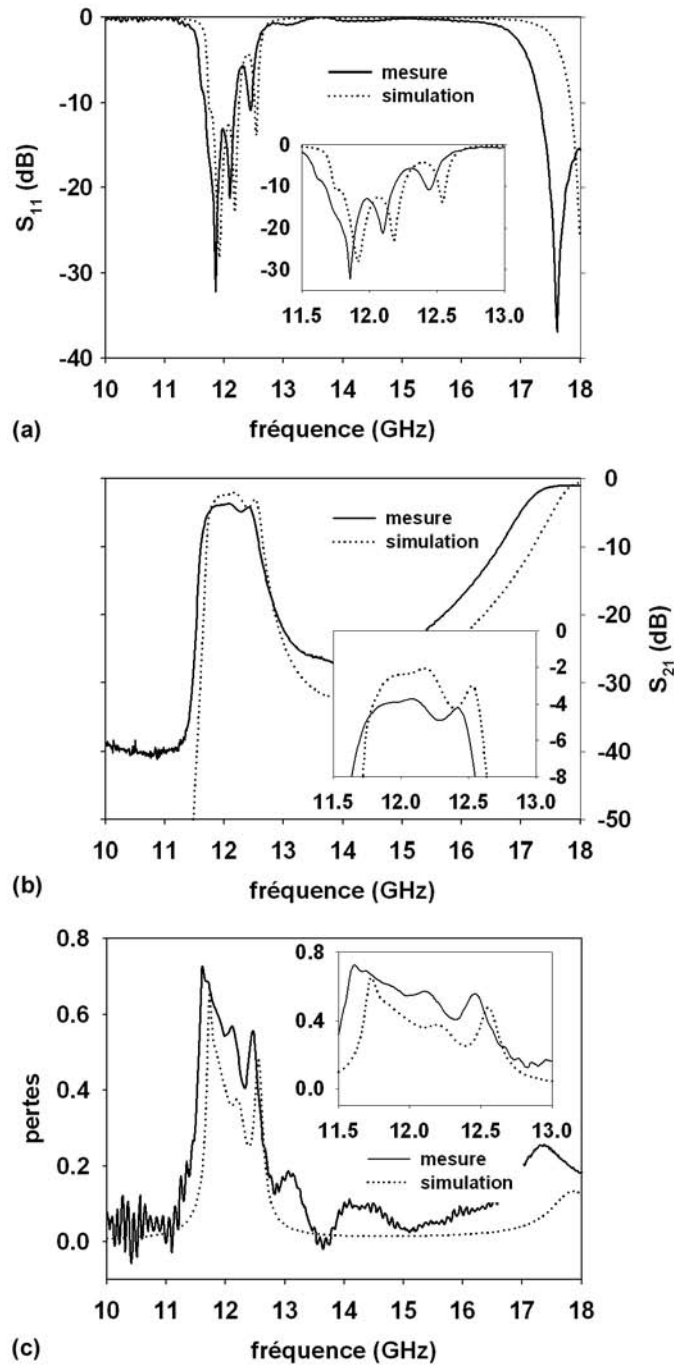


FIG. 4.40 – Paramètres S (a),(b) et pertes (c) calculés et mesurés pour une ligne constituée de 5 cellules unitaires.

Ces premiers résultats tendent à confirmer le comportement de la finline chargée, déterminé dans le paragraphe précédent. Le traitement des résultats doit être mené pour démontrer le comportement main-gauche de la structure à partir des données expérimentales. Il s'agit de s'affranchir des zones d'accès à la ligne pour pouvoir obtenir la valeur relative du déphasage de l'onde pour différentes longueurs de lignes. Ces résultats permettront par la suite de démontrer la rétropropagation de l'onde dans la structure.

## 4.5 Conclusion

Nous avons abordé dans ce chapitre la présentation et l'étude des lignes de transmission main-gauche. Celles-ci sont réalisées de manière pratique en chargeant périodiquement une ligne de transmission par des éléments réactifs, de manière à obtenir, pour cette structure composite périodique, une relation de dispersion fortement dispersive présentant une propagation main-gauche. L'étude théorique de ces structures s'est notamment faite par l'intermédiaire du diagramme de bande, qui permet de déterminer précisément les caractéristiques de propagation en fonction de la fréquence.

Nous avons ensuite présenté plusieurs réalisations tirant parti des propriétés main-gauche de ces structures. Les lignes 1D permettent de réaliser des circuits microondes originaux tirant parti des propriétés de propagation et de rayonnement des lignes main-gauche. A partir des lignes 2D, les phénomènes propres aux matériaux doublement négatifs comme la réfraction négative ou bien encore l'amplification des ondes évanescentes sont démontrés.

Dans le cadre des dispositifs en guide d'onde, nous avons tout d'abord présenté des résultats de simulation sur des guides fonctionnant sous la coupure et chargés par des SRR [144, 145]. Ces simulations ont permis de mettre en avant notamment le comportement rétropropagatif de la structure mais également les difficultés propres au couplage avec le milieu main-droite.

Dans ce contexte, en vue de surmonter cette limitation et dans la perspective d'applications microondes à faibles pertes, nous avons présenté la conception, la réalisation, ainsi que les premiers résultats de caractérisation d'une ligne de transmission main-gauche originale en finline [146, 147, 148, 149]. Des simulations électromagnétiques par la méthode des éléments finis, associées au calcul du diagramme de bande nous ont permis de démontrer de manière numérique le comportement main-gauche de notre structure. Les phénomènes de couplage du résonateur à la ligne ont également été étudiés. Ce travail nous a permis de proposer une structure à simple anneau, sur la base des SRR de J. B. Pendry, présentant de bonnes performances en transmission. Les problèmes d'excitation de la structure et d'adaptation à son environnement ont également été abordés.









---

## Conclusion

Le travail de thèse présenté ici concerne à la fois la conception, la réalisation et la caractérisation d'un tripleur de fréquences large bande fonctionnant à  $3 \times 100$  GHz et l'étude des métamatériaux main-gauche et de leurs applications. La recherche de solutions originales pour réaliser l'adaptation d'impédances dans le cadre des multiplicateurs de fréquences nous a amené à aborder cette seconde thématique. Le tripleur de fréquences que nous proposons est réalisé en technologie finline, de manière à pouvoir réaliser la conversion de modes et le filtrage des signaux sur une bande de fréquences large. Les outils numériques d'électromagnétisme utilisés pour la conception des éléments passifs de ce dispositif permettent également de traiter des milieux périodiques. Dans le cadre des lignes de transmission main-gauche en structure fermée, l'expérience acquise lors de la conception du tripleur en finline nous a permis de proposer une ligne main-gauche originale, basée sur une technologie similaire à celle du tripleur.

Le tripleur de fréquences que nous proposons s'inscrit dans le cadre des sources terahertz. Les applications dans cette partie du spectre (100 GHz - 10 THz) sont nombreuses et concernent notamment la biologie, l'imagerie, la planétologie et la radioastronomie. Pour cette raison ce travail s'est déroulé dans un environnement contractuel impliquant le Centre National d'Etudes Spatiales et l'Agence Spatiale Européenne. Les composants multiplicateurs de fréquences sont particulièrement bien adaptés à la réalisation de systèmes embarqués en raison notamment de leur faible encombrement.

La diode *Heterostructure Barrier Varactor* (HBV) est un composant non linéaire qui a démontré d'excellentes performances pour cette application, et dont

le groupe DOME de l'IEMN possède l'expertise technologique.

Le but de ce travail de thèse était de proposer un circuit capable de tirer parti des potentialités de ce composant au sein d'un système de multiplication de fréquences pour lequel aucun accord n'est nécessaire sur la bande de fréquences visée.

Pour répondre à cette spécification, nous avons proposé un tripleur de fréquences en technologie finline. Celle-ci permet notamment d'obtenir une densité de puissance élevée, nécessaire au pompage efficace du composant, l'intégration d'éléments passifs de filtrage et d'adaptation, et surtout la possibilité de réaliser le transfert de puissance vers le composant par la conversion de modes sur une large bande de fréquences.

Pour cela, nous avons développé une méthode de conception des transitions basée sur une représentation sous forme de matrices chaînes, exploitant des résultats de simulations obtenus par la méthode des éléments finis sous HFSS de la société *Ansoft*. Nous avons également proposé une structure originale regroupant cette fonction de conversion de mode et celle de filtrage des signaux. La réalisation et la caractérisation de prototypes basse fréquence de ces éléments nous a permis de valider la démarche de conception.

A partir de ces premiers éléments et du modèle non linéaire de la diode HBV obtenu lors de la caractérisation petit signal des composants, nous avons utilisé une méthode d'équilibrage harmonique par l'intermédiaire du logiciel *Advanced Design System* (ADS) d'Agilent pour déterminer les éléments d'adaptation. Nous les avons ensuite dimensionnés et simulés sous HFSS, afin de réaliser la simulation globale du dispositif.

Les résultats de simulation du dispositif complet ont démontré un fonctionnement large bande de la structure. Celle-ci peut présenter jusqu'à 6 % de rendement dans l'intervalle 220 GHz - 320 GHz.

Nous avons caractérisé les dispositifs que nous avons réalisés à l'IEMN au *Russellford Appleton Laboratory* (RAL) et à l'*Observatoire de Paris-Meudon* (OBSPM). Ces mesures ont démontré le fonctionnement des dispositifs. Toutefois, les performances obtenues sont en deçà des prévisions de simulation. Cela peut s'expliquer par plusieurs difficultés. La première concerne la modélisation des éléments parasites. Le modèle sous forme de schéma équivalent utilisé s'est avéré insuffisamment précis. Dans la suite de ce travail, il sera remplacé par des résultats de simulations électromagnétiques 3D de l'environnement immédiat du composant. La seconde porte sur l'assemblage des composants aux circuits. Cette étape est délicate et peut être évitée par une technologie monolithique intégrant directement les zones actives aux circuits passifs.

La seconde partie du manuscrit est consacrée aux métamatériaux main-gauche. Nous avons présenté les propriétés de ces milieux et les principaux effets physiques attendus dans ces structures périodiques. La simulation sous HFSS de réseaux de fils et de motifs métalliques nous a permis de mettre en évidence la possibilité d'obtenir dans ces réseaux des valeurs de permittivité et de perméabilité effectives négatives. La montée en fréquence de ces dispositifs a été envisagée, et nous avons identifié un certain nombre de difficultés à surmonter pour envisager leur utilisation en infrarouge lointain. Elles portent notamment sur le comportement fortement dispersif des métaux aux hautes fréquences, sur l'effet inertiel lors du déplacement des électrons et sur les pertes introduites par la réduction des dimensions des motifs métalliques.

Dans le cadre de la réalisation de dispositifs hyperfréquences, les structures plaquées ou en guide d'onde apparaissent plus appropriées puisqu'elles peuvent être dimensionnées à partir des méthodes de conception des circuits. Pour cette raison, nous nous sommes intéressés aux lignes de propagation main-gauche, qui sont des lignes composites obtenues par des réseaux périodiques. L'étude théorique de ces structures nous a permis de décrire le comportement en propagation et en rayonnement de ces structures. Les lignes 1D permettent de réaliser des dispositifs originaux de filtrage, de rayonnement et de couplage, tandis que les structures 2D mettent en évidence l'amplification des ondes évanescentes ou bien encore le phénomène de réfraction négative dans les milieux doublement négatifs.

Nous avons étudié en particulier deux types de structures en guide d'onde. La première est réalisée par un guide d'onde métallique utilisé sous la coupure pour simuler une permittivité effective négative, dans lequel des anneaux métalliques sont disposés pour la réalisation du milieu doublement négatif. Au sein de cette structure nous avons mis en évidence au moyen de simulations électromagnétiques la propagation main-gauche de l'onde. Nous avons également étudié les problèmes de couplage de cette structure qui se traduit par la difficulté d'exciter la structure sur un intervalle de fréquences acceptable.

Pour contourner ce problème et disposer d'une structure propagative main-gauche fermée utilisable dans les applications, nous avons proposé un dispositif en technologie finline. Nous avons présenté la conception de ce dispositif, qui est basée sur des simulations électromagnétiques *ab initio* permettant de décrire le comportement fréquentiel du réseau périodique infini. Cette description est faite par l'intermédiaire du diagramme de bande, que nous avons déterminé à partir des résultats de simulation électromagnétiques 3D. L'ajout de fils et de résonateurs métalliques sur la ligne de transmission permet d'obtenir une bande de fréquences dans laquelle la propagation est main-gauche. L'étude du cou-

plage du résonateur à la ligne nous a permis de proposer un résonateur à simple anneau, qui se distingue alors du SRR de J. B. Pendry. L'attention portée sur les transitions vers le milieu environnant a permis de maintenir un niveau de transmission acceptable, malgré des pertes élevées inhérentes à l'utilisation de résonateurs métalliques.

Un certain nombre de phénomènes originaux ont pu être mis en évidence en gamme microonde et par conséquent les perspectives pour les métamatériaux concernent surtout leur exploitation dans le visible. Si l'amplification des ondes évanescentes a pu être démontrée sur une structure planaire, elle prend tout son intérêt pour la réalisation de lentille optique. Les difficultés à surmonter sont alors relatives aux pertes et aux dimensions de structuration, qui doivent rester suffisamment petites devant la longueur d'onde. Dans ce cadre, l'utilisation des motifs métalliques, jusqu'à présent proscrite en optique est envisagée en raison des faibles densités de métal nécessaires. D'autres solutions peuvent également être étudiées à partir d'éléments hautement conducteurs comme les nanotubes de carbone. La réalisation technologique de ces dispositifs devra faire appel aux outils de la nanotechnologie comme la gravure plasma ou le masquage électronique.

---

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] E. J. NICHOLS and J. D. TEAR. Joining the infrared and electric wave spectra. *The Astrophysical Journal*, 61(3) :17–37, 1925.
- [2] P. H. SIEGEL. Terahertz technology. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 50(3) :910–928, 2002.
- [3] A. G. DAVIES. The development of terahertz sources and their applications. *Physics in Medicine and Biology*, 47 :3679–3689, 2002.
- [4] T. J. PHILLIPS and J. KEENE. Submillimeter astronomy. *Proceedings of the IEEE*, 80(11) :1662–1678, 1992.
- [5] E. L. WRIGHT. Preliminary spectral observations of the galaxy with a 7<sup>th</sup> beam by the cosmic background explorer (cobe). *The Astrophysical Journal*, 381 :200–209, 1991.
- [6] AGENCE SPATIALE EUROPÉENNE. <http://www.esa.int>.
- [7] Z. ZHU, J. CHAO, H. YU, and A. S. WAGGONER. Directly labeled DNA probes using fluorescent nucleotides with different length linkers. *Nucleic Acids Research*, 22 :3418, 1994.
- [8] M. BRUCHERSEIFER, M. NAGEL, P. HARING BOLIVAR, H. KURZ, A. BOSSEHROFF, and R. BÜTTNER. Label-free probing of the binding state of DNA by time-domain terahertz sensing. *Applied Physics Letters*, 77 :4049–4051, 2000.
- [9] M. NAGEL, P. HARING BOLIVAR, M. BRUCHERSEIFER, H. KURZ, A. BOSSEHROFF, and R. BÜTTNER. Integrated THz technology for label-free genetic diagnostics. *Applied Physics Letters*, 80 :154–156, 2002.
- [10] J. W. POWELL, G. S. EDWARDS, L. GENZEL, F. KREMER, A. WITTLIN, W. KUBASEK, and W. PETICOLAS. Investigation of far-infrared vibrational modes in polynucleotides. *Physical Review A.*, 35 :3929, 1987.
- [11] B. FISCHER, M. WALTHER, and P. U. JEPSEN. Far-infrared spectroscopy of hydrogen bonding in nucleobases, nucleosides and nucleotides.

- In *2002 IEEE tenth International Conference on Terahertz Electronics Proceedings*, 2002.
- [12] S. Svanberg. *Atomic Molecular Spectroscopy 2nd edn*. Springer, 1992.
  - [13] S. W. SMYE, J. M. CHAMBERLAIN, A. J. FITZGERALD, and E. BERRY. The interaction between terahertz radiation and biological tissue. *Physics in Medicine and Biology*, 46 :R101–R112, 2001.
  - [14] R. PETHIG and D. B. KELL. The passive electrical properties of biological systems : their significance in physiology, biophysics and biotechnology. *Physics in Medicine and Biology*, 32 :933–970, 1987.
  - [15] A. G. MARKELZ, A. ROITBERG, and E. J. HEILWEIL. Pulsed terahertz spectroscopy of DNA, bovine serum albumin and collagen between 0.1 and 2.0 THz. *Chemical Physics Letters*, 320 :42–48, 2000.
  - [16] D. M. MITTLEMAN, M. GUPTA, R. NEELAMANI, R. G. BARANIUK, J. V. RUDD, and M. KOCH. Recent advances in terahertz imaging. *Applied Physics B. : Lasers and Optics*, 68 :1085–1094, 1999.
  - [17] R. M. WOODWARD, B. E. COLE, V. P. WALLACE, R. J. PYE, D. D. ARNONE, and E. H. LINFIELD. Terahertz pulse imaging in reflection geometry of human skin cancer and skin tissue. *Physics in Medicine and Biology*, 47 :3853–3863, 2002.
  - [18] D. D. ARNONE, C. M. CIESLA, A. CORCHIA, S. EGUSA, and M. PEPPER. Applications of terahertz (THz) technology to medical imaging. In *Proceedings of SPIE, Terahertz Spectroscopy and Applications II*, volume 3828, pages 209–219, 1999.
  - [19] B. B. HU and M. C. NUSS. Imaging with Terahertz waves. *Optics Letters*, 20(16) :1716–1718, 1995.
  - [20] X. C. ZHANG. Terahertz waves imaging : horizons and hurdles. *Physics in Medicine and Biology*, 47 :3667–3677, 2002.
  - [21] TERAVIEW. <http://www.teraview.co.uk>.
  - [22] B. FERGUSON, S. WANG, D. GRAY, D. ABBOTT, and X. C. ZHANG. Toward functional 3d T-ray imaging. *Physics in Medicine and Biology*, 47 :3735–3742, 2002.
  - [23] J. F. FEDERICI, O. MITROFANOV, M. LEE, J. W. P. HSU, I. BRENER, R. HAREL, J. D. WYNN, L. N. PFEIFFER, and K. W. WEST. Terahertz near-field imaging. *Physics in Medicine and Biology*, 47 :3727–3734, 2002.
  - [24] H. A. BETHE. Theory of diffraction by small holes. *The Physical Review*, 66 :163–182, 1944.
  - [25] M. HELM, P. ENGLAND, E. COLAS, F. DEROSA, and S. J. ALLEN JR. Intersubband emission from semiconductor superlattices excited by sequential resonant tunneling. *Physical Review Letters*, 63(1) :74–77, 1989.
  - [26] J. FAIST, F. CAPASSO, D. L. SIVCO, C. SIRTORI, A. L. HUTCHINSON, and A. Y. CHO. Quantum cascade laser. *Science*, 264 :553–556, 1994.
  - [27] R. KÖHLER, A. TREDICUCCI, F. BELTRAM, H. E. BEERE, E. H. LINFIELD, A. G. DAVIES, D. A. RITCHIE, R. C. IOTTI, and F. ROSSI. Terahertz semiconductor-heterostructure laser. *Nature*, 417 :156–159, 2002.

- [28] B. S. WILLIAMS, H. CALLEBAUT, S. KUMAR, and Q. HU. 3.4-THz quantum cascade laser based on longitudinal-optical-phonon scattering for depopulation. *Applied Physics Letters*, 82(7) :1015–1017, 2003.
- [29] A. TREDICUCCI, F. CAPASSO, C. GMACHL, D. L. SIVCO A. L. HUTCHINSON, and A. Y. CHO. High performance interminiband quantum cascade lasers with graded superlattices. *Applied Physics Letters*, 73(15) :2101–2103, 1998.
- [30] R. KÖHLER, R. C. IOTTI, A. TREDICUCCI, and F. ROSSI. Design and simulations of terahertz quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 79(24) :3920–3922, 2001.
- [31] R. COLOMBELLI, F. CAPASSO, C. GMACHL, A. L. HUTCHINSON, D. L. SIVCO A. TREDICUCCI, M. C. WANKE, A. M. SERGENT, and A. Y. CHO. Far-infrared surface-plasmon quantum-cascade lasers at 21.5  $\mu\text{m}$  and 24  $\mu\text{m}$  wavelengths. *Applied Physics Letters*, 78(18) :2620–2622, 2001.
- [32] M. ROCHAT, M. BECK, J. FAIST, and U. OESTERLE. Measurement of far-infrared waveguide loss using a multisection single-pass technique. *Applied Physics Letters*, 78(14) :1967–1969, 2001.
- [33] S. G. PAVLOV, R. K. ZHUKAVIN, E. E. ORLOVA, and V. N. SHASTIN. Stimulated emission from donor transitions in silicon. *Physical Review Letters*, 84(22) :5220–5223, 2000.
- [34] T. O. KLAASEN, J. N. HOVENIER, R. K. ZHUKAVIN, D. M. GAPONOVA, A. V. MURAVJOV E. E. ORLOVA, V. N. SHASTIN, S. G. PAVLOV, H.-W. HÜBERS, H. RIEMANN, and L. F. G. VAN DER MEER. The emission spectra of optically pumped Si-based THz lasers. In *2002 IEEE tenth International Conference on Terahertz Electronics Proceedings*, 2002.
- [35] 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.
- [36] 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.
- [37] E. PEYTAVIT. Génération et propagation aux fréquences terahertz. Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 2002.
- [38] E. PEYTAVIT, S. ARSCOTT, D. LIPPENS, G. MOURET, P. MASSE-LIN, S. MATTON, R. BOCQUET, J.-F. LAMPIN, L. DESPLANQUE, and F. MOLLOT. Terahertz frequency difference from vertically integrated low-temperature-grown GaAs photodetector. *Applied Physics Letters*, 81(7) :1174–1176, 2002.
- [39] D. H. AUSTON, K. P. CHEUNG, J. A. VALDMANIS, and D. A. KLEIMAN. Cerenkov radiation from femtosecond optical pulses in electro-optic media. *Physical Review Letters*, 53(16) :1555–1559, 1984.
- [40] B. B. HU, X. C. ZHANG, D. H. AUSTON, and P. R. SMITH. Free-space radiation from electro-optic crystals. *Applied Physics Letters*, 56(6) :506–509, 1990.

- [41] X. C. ZHANG, X. F. MA, Y. JIN, T. M. LU, E. P. BODEN, P. D. PHELPS, K. R. STEWART, and C. P. YAKYMYSHYN. Terahertz optical rectification from a nonlinear organic crystal. *Applied Physics Letters*, 61(26) :3080–3082, 1992.
- [42] S. H. GOLD and G. S. NUSINOVICH. Review of high-power microwave source research. *Review of Scientific Instruments*, 68(11) :3945–3974, 1997.
- [43] INSIGHT PRODUCT COMPANY. <http://www.insight-product.com>.
- [44] H. EISELE and G. I. HADDAD. Two-terminal millimeter-waves sources. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 46(6) :739–746, 1998.
- [45] E. R. BROWN, J. R. SÖDERSTRÖM, C. D. PARKER, L. J. MAHONEY, K. M. MOLVAR, and T. C. MCGILL. Oscillations up to 712 GHz in InAs/AlSb resonant tunneling diodes. *Applied Physics Letters*, 58 :2291–2293, 1991.
- [46] H. MATHIEU. *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*. Masson, 1998.
- [47] E. KASPER and J. F. LUY. State of the art and future trends in silicon impatt diodes for mm-wave seeker requirements. In *Proceedings of Military Microwaves*, London, 1990.
- [48] Y. BAEYENS and Y. K. CHEN. A monolithic integrated 150 GHz SiGe HBT push-pull VCO with simultaneous differential V-band output. In *IEEE Microwave Theory and Techniques Symposium Digest*, pages 877–880, 2003.
- [49] H. WANG, L. SAMOSKA, T. GAIER, A. PERALTA, H. H. LIAO, Y. C. LEONG, S. WEINREB, Y. C. CHEN, M. NISHIMOTO, and R. LAI. Power-amplifier modules covering 70–113 GHz using MMICs. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 49(1) :9–16, 2001.
- [50] A. MAESTRINI, J. WARD, J. GILL, G. CHATTOPADHAY, F. MAIWALD, K. ELLIS, H. JAVADI, and I. MEHDI. A planar-diode frequency tripler at 1.9 THz. In *IEEE Microwave Theory and Techniques Symposium Digest*, 2003.
- [51] S. MARTIN, B. NAKAMURA, A. FUNG, P. SMITH, J. BRUSTON, A. MAESTRINI, F. MAIWALD, P. H. SIEGEL, E. SCHLECHT, and I. MEHDI. Fabrication of 200 to 2700 GHz multiplier devices using GaAs and metal membranes. In *IEEE Microwave Theory and Techniques Symposium Digest*, 2001.
- [52] E. KOLLBERG and A. RYDBERG. Quantum-barrier-varactor diodes for high efficiency millimetre wave multipliers. *Electronics Letters*, 25(25) :1696–1698, 1989.
- [53] T. DAVID. Dispositifs intégrés pour la transposition de fréquences dans la bande terahertz. Thèse de doctorat de l’Université des Sciences et Technologies de Lille, 2002.
- [54] T. DAVID, S. ARSCOTT, J. M. MUNIER, T. AKALIN, P. MOUNAIX, G. BEAUDIN, and D. LIPPENS. Monolithic integrated circuits incorporating InP-based heterostructure barrier varactors. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, 12(8) :1–3, 2002.



- [55] O. VANBÉSIEN. Simulation et caractérisation électrique des diodes double barrière à effet tunnel résonnant. Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 1991.
- [56] V. SADAUNE. Effet tunnel résonant dans des hétérostructures de matériaux semiconducteurs pour différentes situations de confinement. Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 1993.
- [57] W. R. FRENSELY. Effect of inelastic processes on the self consistent potential in the resonant tunneling diode. *Solid-State Electronics*, 32(12) :1235, 1989.
- [58] R. THEODOR. *Analyse numérique*. Masson, 1982.
- [59] S. M. SZE. *Physics of semiconductors devices*. John Wiley & sons, 1981.
- [60] L. DILLNER, J. STAKE, and E. KOLLBERG. Modeling of the heterostructure barrier varactor diode. In *International Semiconductors Device Research Symposium Proceedings*, Charlottesville, 1997.
- [61] X. MÉLIQUE. Tripleur de fréquences utilisant des diodes varactors à hétérostructures en gamme millimétrique. Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 1999.
- [62] P. Jr. PENFIELD and R. P. RAFUSE. *Varactor Applications*. The MIT Press, 1962.
- [63] J. W. ARCHER. A high performance frequency doubler for 80 to 120 GHz. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 30(5) :824–825, 1982.
- [64] X. MÉLIQUE, A. MAESTRINI, R. FARRÉ, P. MOUNAIX, M. FAVREAU, O. VANBÉSIEN, J. M. GOUTOULE, F. MOLLOT, G. BEAUDIN, T. NÄHRI, and D. LIPPENS. Fabrication and performance of InP-based heterostructure barrier varactors in a 250 GHz waveguide tripler. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 48(6) :1000–1006, 2000.
- [65] X. MÉLIQUE, A. MAESTRINI, P. MOUNAIX, M. FAVREAU, O. VANBÉSIEN, J. M. GOUTOULE, G. BEAUDIN, T. NÄHRI, and D. LIPPENS. Record performance of a 250 GHz InP-based heterostructure barrier varactor tripler. *Electronics Letters*, 35(11) :938–939, 1999.
- [66] M. SAGLAM, B. SCHUMANN, K. DUWE, C. DOMOTO, M. RODRIGUEZ-GIRONÉS, A. MEGEJ, J. MÜLLER, R. JUDASCHKE, and H. L. HARTNAGEL. High-performance 450 GHz GaAs-based heterostructure barrier varactor tripler. *IEEE Electron Device Letters*, 24(3) :138–140, 2003.
- [67] R. MEOLA, J. FREYER, and M. CLAASEN. Improved frequency tripler with integrated single-barrier varactor. *Electronics Letters*, 36(9) :803–804, 2000.
- [68] R. HIROTA and K. SUZUKI. Theoretical and experimental studies of lattice solutions in nonlinear lumped networks. *Proceeding of the IEEE*, 61(10) :1483–1491, 1973.
- [69] M. FERNANDEZ, F. MARTIN, P. STEENSON, X. MÉLIQUE, A. OISTEN, X. ORIOLS, O. VANBÉSIEN, J. GARCIA-GARCIA, R. MILES, and D. LIPPENS. A comparison of different approaches for the simulation of nonlinear

- transmission lines. *Microwave and Optical Technology Letters*, 33(2) :134–136, 2002.
- [70] S. HOLLUNG, J. STAKE, L. DILLNER, M. INGVARSON, and E. KOLLBERG. A distributed heterostructure barrier varactor frequency tripler. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 10(1) :24–26, 2000.
- [71] M. LI, K. KRISHNAMURTHI, and R. G. HARRISON. A fully distributed heterostructure-barrier varactor nonlinear transmission-line frequency multiplier and pulse sharpener. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 46(12) :2295–2301, 1998.
- [72] M. FERNANDEZ DIEGO. Nonlinear transmission lines for frequency multiplier applications. Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 2001.
- [73] J. M. DUCHAMP, P. FERRARI, M. FERNANDEZ, A. JRAD, X. MÉLIQUE, J. TAO, S. ARSCOTT, D. LIPPENS, and R. G. HARRISON. Comparison of fully distributed and periodically loaded nonlinear transmission lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 51(4) :1105–1115, 2003.
- [74] X. H. L. LIU, L. B. SJOGREN, C. W. DOMIER, N. C. LUHMAN Jr., D. L. SIVCO, and A. Y. CHO. Monolithic quasi-optical frequency tripler array with 5-W output power at 99 GHz. *IEEE Electron Device Letters*, 14(7) :329–331, 1993.
- [75] S. HOLLUNG, J. STAKE, L. DILLNER, and E. KOLLBERG. A 141 GHz quasi-optical HBV diode frequency tripler. In *Tenth International Symposium on Space Terahertz Technology*, 1999.
- [76] J. B. HACKER, A. L. SAILER, B. BRAR, G. NAGY, R. L. PIERSON Jr., and J. A. HIGGINS. A high-power W-band quasi-optical frequency tripler. In *IEEE Microwave Theory and Techniques Symposium Digest*, 2003.
- [77] K. C. GUPTA, R. GARG, I. BAHL, and P. BHARTIA. *Microstrip Lines and Slotlines*. Artech House, 1996.
- [78] P. BHARTIA and P. PRAMANICK. *E-plane integrated circuits*. Artech House, 1987.
- [79] S. B. COHN. Sandwich slot-line. *IEEE Electron Device Letters*, 19(9) :773–774, 1971.
- [80] R. N. SIMONS. Analysis of millimetre-wave integrated fin line. In *IEE Proceedings*, volume 130, pages 166–169, 1983.
- [81] L. P. SCHMIDT and T. ITOH. Dominant and higher-order modes in finlines. *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, 28(9) :981–985, 1980.
- [82] D. MIRSHEKAR-SHYAHKAL and J. BRIAN DAVIES. An accurate unified solution to various finline structures, of constant phase, characteristic impedance and attenuation. *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, 30(11) :1854–1861, 1982.

- [83] W. J. R. HOEFER. The transmission-line matrix method - theory and applications. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 33(10) :882–893, 1985.
- [84] P. PRAMANICK and P. BHARTIA. Accurate analysis equations and synthesis technique for unilateral finlines. *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, 33(1) :24–30, 1985.
- [85] P. PRAMANICK and P. BHARTIA. Simple formulae for dispersion in bilateral fin-lines. *Archiv für Elektronik und Übertragungstechnik*, 39(6) :383–386, 1985.
- [86] P. PRAMANICK and P. BHARTIA. Accurate analysis and synthesis equations for insulated fin-lines. *Archiv für Elektronik und Übertragungstechnik*, 39(1) :31–36, 1985.
- [87] P. PRAMANICK and P. BHARTIA. Design tapered finlines using a calculator. *Microwaves and RF*, 26(6) :111–114, 1987.
- [88] J. H. HINKEN. Simplified analysis and synthesis of fin-line tapers. *Archiv für Elektronik und Übertragungstechnik*, 37(11-12) :375–380, 1983.
- [89] C. J. VERVER and W. J. R. HOEFER. Quarter-wave matching of waveguide-to-finline transitions. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 32(12) :1645–1648, 1984.
- [90] H. EL HENNAWY and K. SCHÜNEMAN. Impedance transformation in fin lines. In *IEE Proceedings*, volume 129, pages 342–350, 1982.
- [91] H. EL HENNAWY and K. SCHÜNEMAN. Hybrid fin-line matching structure. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 30(12) :2132–2139, 1982.
- [92] R. SORRENTINO and T. ITOH. Transverse resonance analysis of finline discontinuities. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 32(12) :1633–1638, 1984.
- [93] M. BURTON and W. J. R. HOEFER. An improved model for short- and open-circuited series stub in fin lines. In *IEEE Microwave Theory and Techniques Symposium Digest*, pages 330–332, 1984.
- [94] C. NGUYEN and K. CHANG. Millimetre-wave low-loss finline lowpass filters. *Electronics Letters*, 20(24) :1010–1011, 1984.
- [95] Y. C. SHIH, T. ITOH, and L. Q. BUI. Computer-aided design of millimeter-wave e-plane filters. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 31(2) :135–142, 1983.
- [96] S. GROVER, B. BHAT, and S. K. KOUL. Experimental characterization of inductive notches in finline and realization of millimeter-wave low-pass filter. *Microwave and Optical Technology Letters*, 17(4) :259–262, 1998.
- [97] F. ARNDT, J. BORNEMANN, D. GRAUERHOLZ, and R. VAHLDIECK. Material and circuit evaluation for millimetre-wave applications : high-Q fin-line filters for millimetre waves. *European Space Agency Journal*, 5(1) :33–42, 1981.

- [98] J. DE MINGO, A. MOLINER, and A. COMERON. Waveguide-to-coupled finline transition in Ka band. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 6(10) :363–365, 1996.
- [99] R. E. COLLINS. *Foundations for Microwave Engineering*. Wiley - IEEE Press, 200.
- [100] C. A. W. VALE and P. MEYER. Designing high-performance finline tapers with vector-based optimization. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 47(12) :2467–2472, 1999.
- [101] T. DECOOPMAN, X. MÉLIQUE, O. VANBÉSIEN, and D. LIPPENS. A taper filtering finline at millimeter wavelengths for broadband harmonic multiplication. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, 13(5) :172–174, 2003.
- [102] T. DECOOPMAN, X. MÉLIQUE, O. VANBÉSIEN, and D. LIPPENS. Broadband frequency filtering and mode matching using finline technology. *Microwave and Optical Technology Letters*, 41(3) :234–237, 2004.
- [103] T. DECOOPMAN. Récepteurs pour la radioastronomie spatiale. adaptation d'impédances pour la multiplication de fréquence en gammes millimétriques et submillimétriques. Rapport de Diplôme d'Études Approfondies de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 2001.
- [104] V. G. VESELAGO. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of  $\epsilon$  and  $\mu$ . *Soviet Physics Uspekhi*, 10(4) :509–514, 1968.
- [105] J. B. PENDRY. Negative refraction makes a perfect lens. *Physical Review Letters*, 85(18) :3966–3969, 2000.
- [106] E. YABLONOVITCH. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Physical Review Letters*, 58(20) :2059–2062, 1987.
- [107] S. Y. LIN, V. M. HIETALA, L. WANG, and E. D. JONES. Highly dispersive photonic band-gap prism. *Optics Letters*, 21 :1771–1773, 1996.
- [108] S. ENOCH, G. TAYEB, and D. MAYSTRE. Numerical evidence of ultrarefractive optics in photonic crystals. *Optics Communications*, 161 :171–176, 1999.
- [109] M. NOTOMI. Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals : refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap. *Physical Review B*, 62(16) :10696–10705, 2000.
- [110] 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.
- [111] C. LUO, S. G. JOHNSON, J. D. JOANNOPOULOS, and J. B. PENDRY. All-angle negative refraction without negative index. *Physical Review B*, 65 :R1–R4, 2002.
- [112] C. LUO, S. G. JOHNSON, J. D. JOANNOPOULOS, and J. B. PENDRY. Negative refraction without negative index in metallic photonic crystals. *Optics Express*, 11(7) :746–754, 2003.

- [113] M. PERRIN, S. FASQUEL, T. DECOOPMAN X. MÉLIQUE, O. VANBÉSIEEN, E. LHEURETTE, and D. LIPPENS. Left-handed electromagnetism via nanostructured metamaterials : comparison to microstructured photonic. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, 2004. à paraître.
- [114] 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.
- [115] 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.
- [116] W. B. WEIR. Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies. *Proceedings of the IEEE*, 62 :33–36, 1974.
- [117] D. NAVAS. Metamaterials. Proyecto de fin de estudios, Ingenieria Electronica, Universidad Autonoma de Barcelona, 2004.
- [118] T. SIMELIO. Metamaterials. Proyecto de fin de estudios, Ingenieria Electronica, Universidad Autonoma de Barcelona, 2004.
- [119] J. B. PENDRY, A. J. HOLDEN, D. J. ROBBINS, and W. J. STEWART. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 47(11) :2075–2084, 1999.
- [120] J. D. BAENA, R. MARQUÈS, F. MEDINA, and J. MARTEL. Artificial magnetic metamaterial design by using spiral resonators. *Physical Review B*, 69, 2004. 14402.
- [121] S. O'BRIEN and J. B. PENDRY. Photonic band-gap effects and magnetic activity in dielectric composites. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 14 :4035–4044, 2002.
- [122] 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.
- [123] R. A. SHELBY, D. R. SMITH, S. C. NEMAT-NASSER, and S. SCHULTZ. Microwave transmission through a two-dimensional, isotropic, left-handed metamaterial. *Applied Physics Letters*, 78(4) :489–491, 2001.
- [124] San Diego Negative Index Metamaterials, University of California.
- [125] 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.
- [126] K. LI, S. J. MCLEAN, R. B. GREGOR, C. G. PARAZZOLI, and M. H. TANIELIAN. Experimental verification and simulation of negative index of refraction using Snell's law. *Physical Review Letter*, 90(10) :2535–2537, 2003.
- [127] C. R. SIMOVSKI and S. HE. Frequency range and explicit expressions for negative permittivity and permeability for an isotropic medium formed by a lattice of perfectly conducting omega particles. *Physics Letters A*, 311 :254–263, 2003.

- [128] M. M. I. SAADOUN and N. ENGHETA. A reciprocal phase shifter using novel pseudochiral or omega medium. *Microwave and Optical Technology Letters*, 5(4) :184–188, 1992.
- [129] 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.
- [130] S. O'BRIEN and J. B. PENDRY. Magnetic activity at infrared frequencies in structured metallic photonic crystals. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 14 :6383–6394, 2002.
- [131] R. E. COLLIN. *Foundations for Microwave Engineering, 2nd edn.* McGraw-Hill, 1992.
- [132] R. ISLAM, F. ELEK, and G. V. ELEFThERIADES. Coupled-line metamaterial coupler having co-directional phase but contra-directional power flow. *Electronics Letters*, 40(5), 2004.
- [133] L. LIU, C. CALOZ, C. C. CHANG, and T. ITOH. Forward coupling phenomena between artificial left-handed transmission lines. *Journal of Applied Physics*, 92(9) :5560–5565, 2002.
- [134] 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.
- [135] A. GRBIC and G. V. ELEFThERIADES. Experimental verification of backward-wave radiation from a negative refractive index material. *Journal of Applied Physics*, 10(92) :5930–5935, 2002.
- [136] A. GRBIC and G. V. ELEFThERIADES. A reflecto-directive system using a composite right/left-handed (CRLH) leaky-wave antenna and heterodyne mixing. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, 14(4), 2004.
- [137] G. V. ELEFThERIADES and A. K. IYER. Planar negative refractive index media using periodically L-C loaded transmission lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 50(12) :2702–2712, 2002.
- [138] A. GRBIC and G. V. ELEFThERIADES. Overcoming the diffraction limit with a planar left-handed transmission line lens. *Physical Review Letters*, 92(11), 2004.
- [139] C. CALOZ, A. SANADA, and T. ITOH. Surface plasmons at the interface between right-handed and left-handed 2d metamaterials. In *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, pages 363–366, 2003.
- [140] 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.
- [141] R. MARQUÈS, J. MARTEL, F. MESA, and F. MEDINA. A new 2D isotropic left-handed metamaterial design : theory and experiment. *Microwave and Optical Technology Letters*, 35(5) :405–408, 2002.

- [142] S. BUROKUR, M. LATRACH, and S. TOUTAIN. Etude et applications de structures métallo-diélectriques. In *13èmes Journées Nationales Microondes*, Lille, 2003.
- [143] L. ROGLA, J. CARBONELL, A. VIDAL, V. BORJA, T. DECOOPMAN, E. LHEURETTE, O. VANBÉSIEN, and D. LIPPENS. Miniaturized band-pass waveguide filters using split ring resonators-based metamaterial structures. In *International Workshop on Microwave Filters*, Centre National d'Etudes Spatiales, Toulouse, 2004.
- [144] T. DECOOPMAN, T. AKALIN, X. MÉLIQUE, O. VANBÉSIEN, and D. LIPPENS. Métamatériaux et structures de propagation hyperfréquences : quelle approche privilégiée ? In *Optique Hertzienne et Diélectriques*, Calais, 2003.
- [145] T. DECOOPMAN, O. VANBÉSIEN, and D. LIPPENS. Metamaterial based transmission lines in E-plane technology. In *International Student Seminar on Microwave Applications of Novel Physical Phenomena*, Helsinki, 2003.
- [146] T. DECOOPMAN, O. VANBÉSIEN, and D. LIPPENS. Left-handed material-based transmission lines in a waveguide technology. In *27th Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits*, 2003.
- [147] T. DECOOPMAN, X. MÉLIQUE, O. VANBÉSIEN, and D. LIPPENS. Structures de propagation à base de métamatériaux. In *GDR Ondes*, Marseille, 2003.
- [148] T. DECOOPMAN, O. VANBÉSIEN, and D. LIPPENS. Demonstration of a backward wave in a single split ring resonator and wire loaded finline. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, 2004. à paraître.
- [149] T. DECOOPMAN, D. NAVAS, T. SIMELIO, D. FELBACQ, E. LHEURETTE, X. MÉLIQUE, F. MARTIN, O. VANBÉSIEN, and D. LIPPENS. Métamatériaux : comportement main-gauche et applications microondes. In *Journées Caractérisation Microondes et Matériaux*, La Rochelle, 2004.





## Publications internationales

1. *Left-handed Electromagnetism via Nanostructured Metamaterials : Comparison to Microstructured Photonic*, M. Perrin, S. Fasquel, T. Decoopman, X. Mélique, O. Vanbésien, E. Lheurette et D. Lippens, **Journal of Optics A : Pure and Applied Optics**, 2004, (*à paraître*).
2. *Demonstration of a Backward Wave in a Single Split Ring Resonator and Wire Loaded Finline*, T. Decoopman, O. Vanbésien et D. Lippens, **IEEE Microwave and Wireless Components Letters**, 2004, (*à paraître*).
3. *Broadband Frequency Filtering and Mode Matching Using Finline Technology*, T. Decoopman, X. Mélique, O. Vanbésien et D. Lippens, **Microwave and Optical Technology Letters**, vol. 41, n°3, may 2004.
4. *A Taper Filtering Finline at Millimeter Wavelengths for Broadband Harmonic Multiplication*, T. Decoopman, X. Mélique, O. Vanbésien et D. Lippens, **IEEE Microwave and Wireless Components Letters**, vol. 13, n°5, may 2003.

## Conférences internationales

1. *Left Handed Material-based Transmission Lines in a Waveguide Technology*, T. Decoopman, O. Vanbésien et D. Lippens, **27th Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits**, 2003.
2. *Métamatériaux et Structures de Propagation Hyperfréquences : Quelle Approche Privilégier ?*, T. Decoopman, T. Akalin, X. Mélique, O. Vanbésien et D. Lippens, **Optique Hertzienne et Diélectriques**, 2003.

## Séminaires

1. *Metamaterial Based Transmission Lines in E-plane Technology*, T. Decoopman, O. Vanbésien et D. Lippens, **International Student Seminar on Microwave Applications of Novel Physical Phenomena, may 2003.**
2. *Left-handed Metamaterials : Applications to the Routing of Electromagnetic Waves*, T. Akalin, T. Decoopman, X. Mélique, O. Vanbésien et D. Lippens, **International Student Seminar on Microwave Applications of Novel Physical Phenomena, may 2003.**

## Conférences Nationales

### Communications orales

1. *Multiplication de Fréquences en Gamme Submillimétrique : La Technologie Finline*, T. Decoopman, M. Foulon, X. Mélique, C. Boulanger, O. Vanbésien et D. Lippens, **Journées Nationales Nanoélectronique, mai 2004.**
2. *Métamatériaux : Comportement Main-gauche et Applications Microondes*, T. Decoopman, D. Navas, T. Simelio, D. Felbacq, E. Lheurette, X. Mélique, F. Martin, O. Vanbésien, et D. Lippens, **Journées Caractérisation Microondes et Matériaux 2004.**

### Posters

1. *Multiplication de Fréquences en Gamme Submillimétrique : La Diode Simple Barrière à Hétérostructure*, M. Foulon, T. Decoopman, X. Mélique, O. Vanbésien et D. Lippens, **Journées Nationales Nanoélectronique, mai 2004.**
2. *Structures de Propagation à Base de Métamatériaux : Comportement Main-gauche en Technologie Finline*, T. Decoopman, X. Mélique, O. Vanbésien et D. Lippens, **GDR ondes 2003.**
3. *Détermination de la Fréquence Plasma*, T. Simelio, D. Navas, T. Decoopman et D. Lippens, **GDR ondes 2003.**
4. *Filtrage de Fréquences et Adaptation de Modes Large Bande en Technologie Finline*, T. Decoopman, X. Mélique, C. Boulanger, T. Akalin, O. Vanbésien et D. Lippens, **Journées Nationales Microondes 2003.**
5. *Dispositifs à Hétérostructures de Semiconducteurs pour la Conversion de Fréquences en Infra-rouge Lointain*, T. Decoopman, T. David, S. Arscott, X. Mélique, O. Vanbésien et D. Lippens, **Journées Nationales Microélectronique Optoélectronique 2002.**