Structures périodiques et désordonnées pour l'absorption des ondes électromagnétiques

Nicolas Fernez

▶ **To cite this version:**

Nicolas Fernez. Structures périodiques et désordonnées pour l'absorption des ondes électromagnétiques. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université de Lille, 2018. Français. NNT : 2018LILUI081 . tel-03621958

HAL Id: tel-03621958

https://theses.hal.science/tel-03621958

Submitted on 28 Mar 2022

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

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

iemn
Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie
UMR CNRS 8520

Université de Lille

THÈSE / UNIVERSITÉ DE LILLE

Pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LILLE

Discipline : Électronique, microélectronique, nanoélectronique et micro-ondes

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES POUR L'INGÉNIEUR – ED 072

Présentée par

Nicolas FERNEZ

Préparée à l'IEMN, Institut d'Électronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie

STRUCTURES PÉRIODIQUES ET DÉSORDONNÉES POUR L'ABSORPTION DES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES

Soutenue le 21 Décembre 2018 devant le jury composé de :

M^{me} Geneviève MAZÉ-MERCEUR, Directeur de recherche au CEA-CESTA à Le Barp (Présidente du Jury)
M^{me} Valérie VIGNERAS, Professeur à l'Université de Bordeaux (Rapporteur)
M. Xavier BÉGAUD, Professeur à Telecom Paristech (Rapporteur)
M. Philippe POULIGUEN, Responsable scientifique DGA/MRIS (Examinateur)
M. Vincent LAUR, Maître de conférences à l'Université de Bretagne Occidentale (Examinateur)
M. Yan PENNEC, Professeur à l'Université de Lille (Invité)
M. Didier LIPPENS, Professeur à l'Université de Lille (Directeur de thèse)
M. Éric LHEURETTE, Professeur à l'Université de Lille (Co-Directeur de thèse)

Remerciements

Ce travail a été effectué à l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologies, dirigé par Monsieur Lionel Buchaillot que je remercie pour m'avoir accueilli dans ce laboratoire.

Je remercie l'Université de Lille et la Direction Générale de l'Armement pour le financement de la thèse.

Je remercie Monsieur Didier Lippens pour l'encadrement de la thèse, pour tous les conseils précieux dont j'ai pu bénéficier durant de longues discussions et de longs mails et pour le partage passionné de sa culture scientifique.

Je remercie également Monsieur Éric Lheurette d'avoir codirigé ce travail de thèse et pour tout le temps qu'il m'a consacré. Il a su faire en sorte à ce que ce travail soit efficace et rigoureux, dans une ambiance apaisée et un esprit de bonne humeur. Il a su me remonter le moral dans les moments difficiles. Ce fut un pur bonheur de travailler à ses côtés et je ne le remercierai jamais assez.

Je remercie également Monsieur Ludovic Burgnies pour toute sa grande sympathie et toute l'aide qu'il m'a apporté. Le regard complémentaire qu'il a porté sur mon travail m'a été très utile.

Je remercie les autres membres du groupe DOME à savoir Mme Véronique Saudaune, M. Olivier Vanbésien, M. Xavier Mélique, Mme Jianping Hao et M. Ronan Niemiec pour m'avoir fait une place dans le groupe.

J'adresse mes remerciements aux membres du jury d'avoir accepté de consacrer une partie de leur temps précieux à l'évaluation de mes travaux de thèse, à savoir les rapporteurs Madame Valérie Vigneras et Monsieur Xavier Bégaud, les examinateurs Madame Geneviève Mazé-Merceur, Monsieur Philippe Pouliguen et Monsieur Vincent Laur, ainsi que Monsieur Yan Pennec en tant que membre invité.

Je tiens à remercier l'ensemble des personnes ayant apporté leurs compétences et leurs conseils dans le cadre des projets, des fabrications d'échantillons et des caractérisations expérimentales. Je pense notamment à Patrick Queffelec, Younès Arbaoui, Alexis Chevalier, Azar Maalouf, Laurent Carpentier, Bahram Djafari-Rouhani, Frédéric Garet, Jean-Louis Coutaz, Pascal Tilmant, Marc Dewitte, Christophe Boyaval, Guillaume Ducournau, Vanessa Avramovic, Lamine Kone, Dominique Szimic et Étienne Okada.

Je remercie Monsieur David Dereudre pour son cours particulier de mathématiques relatif aux distributions de Poisson. Cela m'a rappelé à quel point j'appréciais cette discipline.

Je remercie Monsieur Vincent Thomy et Monsieur Christophe Lethien pour leur encadrement à l'occasion de mes activités d'enseignements qui ont suscité mon grand intérêt pour ce métier.

Je remercie tous les encadrants de stages et tous les enseignants qui m'ont partagés leurs connaissances et qui m'ont permis d'arriver jusqu'à ce niveau.

Je tiens à remercier mes parents qui ont toujours tout mis en œuvre pour que je puisse étudier dans les meilleures conditions, pour leurs aides pendant la rédaction et pour leurs soutiens.

Enfin, je remercie ma chère et tendre Blandine Intho pour son soutien dans les moments difficiles ainsi que pour son aide à la rédaction.

Sommaire

Introduction Générale ..... - 7 -

Chapitre 1 : Introduction aux absorbants électromagnétiques ..... - 11 -
1.1 Positionnement du problème ..... - 13 -
1.2 Classification des couches absorbantes ..... - 13 -
1.2.1 Approches classiques ..... - 13 -
1.2.1.1 Écran de Dällenbach ..... - 13 -
1.2.1.2 Écran de Salisbury ..... - 15 -
1.2.1.3 Écran de Jaumann ..... - 16 -
1.2.2 Surfaces sélectives en fréquence (FSS) ..... - 17 -
1.2.3 Structuration par métamatériaux ..... - 18 -
1.3 Règles de conception ..... - 19 -
1.3.1 Critères d'adaptation d'impédance ..... - 20 -
1.3.1.1 Cas d'un absorbant totalement diélectrique ..... - 20 -
1.3.1.2 Influence d'une contribution magnétique ..... - 25 -
1.3.2 Analyse des coefficients de qualité ..... - 27 -
1.4 Conclusion ..... - 33 -

Chapitre 2 : Conception d'absorbants à partir d'un matériau ferromagnétique ..... - 37 -
2.1 Élaboration et caractérisation électrique du composite PE-NiFe ..... - 39 -
2.2 Structuration du composite PE-NiFe par motifs métalliques ..... - 41 -
2.2.1 Effet de la résonance du patch ..... - 41 -
2.2.2 Ajout d'une couche d'Epoxy FR4 ..... - 43 -
2.2.3 Amélioration de la largeur de bande par structuration multi-patch ..... - 44 -
2.2.4 Caractérisation expérimentale ..... - 45 -
2.2.5 Bilan ..... - 47 -
2.3 Structuration du composite PE-NiFe par détourage périodique ..... - 48 -
2.3.1 Simulation numérique des structures absorbantes ..... - 48 -
2.3.2 Fabrication et caractérisation expérimentale en condition de guide d'onde ..... - 53 -
2.4 Structuration du PE-NiFe par motif fractal ..... - 55 -
2.4.1 Description et algorithme des courbes de Moore ..... - 55 -

2.4.2 Simulation numérique des structures absorbantes ..... - 58 -
2.4.3 Robustesse angulaire des structures absorbantes ..... - 61 -
2.5 Conclusion ..... - 63 -

Chapitre 3 : Absorbants désordonnés aux longueurs d'ondes centimétriques ..... - 65 -
3.1 Désordre de position par distribution de Poisson ..... - 67 -
3.2 Prédiction des caractéristiques géométriques par intégrales de Slivnyak-Mecke ..... - 68 -
3.2.1 Introduction des paramètres et de la formule de Slivnyak-Mecke ..... - 68 -
3.2.2 Détermination du nombre moyen de résonateurs isolés ..... - 68 -
3.2.3 Détermination du nombre moyen de dimères ..... - 71 -
3.2.4 Détermination du nombre moyen de trimères ..... - 73 -
3.2.5 Bilan ..... - 75 -
3.3 Simulation numérique des structures absorbantes ..... - 76 -
3.3.1 Mécanisme d'absorption et simulation numérique de la structure périodique ..... - 76 -
3.3.2 Simulation numérique d'une structure périodique de dimères ..... - 77 -
3.3.3 Simulation numérique des structures aléatoires ..... - 79 -
3.4 Fabrication et caractérisation expérimentale ..... - 84 -
3.4.1 Fabrication des structures ..... - 84 -
3.4.2 Mesure angulaire en champ proche ..... - 85 -
3.4.2.1 Dispositif de mesure ..... - 85 -
3.4.2.2 Résultats de la caractérisation ..... - 86 -
3.4.3 Mesure mono-statique dans la zone de Fresnel ..... - 91 -
3.5 Conclusion ..... - 92 -

Chapitre 4 : Absorbants désordonnés aux longueurs d'ondes millimétriques ..... - 95 -
4.1 Extension du domaine de fréquence ..... - 97 -
4.2 Simulation numérique d'absorbants pour la fréquence de 200 GHz ..... - 97 -
4.3 Fabrication des échantillons ..... - 99 -
4.4 Étude de dispersion de tailles des pastilles hexagonales ..... - 100 -
4.5 Caractérisations expérimentales ..... - 102 -
4.5.1 Par spectroscopie THz dans le domaine temporel (TDS) ..... - 102 -
4.5.2 Par analyseur de réseau vectoriel (VNA) ..... - 103 -
4.5.2.1 Mesures en configuration mono-statique ..... - 104 -
4.5.2.2 Mesures en configuration bi-statique ..... - 105 -
4.6 Conception d'un absorbant pour la fréquence de 300 GHz ..... - 106 -

4.7 Fabrication des structures par lithographie et lift-off ..... - 109 -
4.8 Caractérisation expérimentale vectorielle dans le domaine fréquentiel (VNA) ..... - 113 -
4.9 Imagerie thermique des modes de résonance étendus ..... - 116 -
4.10 Conclusion..... - 119 -

Chapitre 5 : Métasurface désordonnée pour l'infrarouge télécom : application aux ondes électromagnétiques et acoustiques ..... - 121 -
5.1 Comportement des métaux aux longueurs d'ondes infrarouges ..... - 123 -
5.2 Conception et simulation d'un absorbant désordonné à 1,55 µm ..... - 123 -
5.3 Introduction aux ondes acoustiques de surfaces (SAW) ..... - 128 -
5.4 Relation de dispersion et zone de Brillouin ..... - 129 -
5.5 Identification des modes acoustiques ..... - 131 -
5.6 Conclusion ..... - 139 -

Conclusion Générale ..... - 142 -

Introduction Générale

Cette thèse s'est déroulée à l'Institut d'Électronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) au sein du groupe DOME (Dispositif Opto et Micro-Électronique) à Villeneuve d'Ascq. Elle a bénéficié des supports financiers conjoints de la DGA et de l'Université de Lille.

Dans le domaine militaire, la dissimulation des personnes et des équipements reste un des enjeux tactiques les plus importants. Plus particulièrement, il s'agit de réduire leur visibilité en situation d'exposition aux signaux de communication radiofréquences et micro-ondes. Les valeurs de fréquence correspondantes sont typiquement inférieures à 4 GHz. Pour atteindre cet objectif, deux voies peuvent être envisagées. La première consiste à rediriger le faisceau incident de manière à ce qu'il n'entre pas dans le champ d'un détecteur. La seconde méthode consiste à absorber la puissance de ce faisceau incident de manière à réduire sa proportion réfléchie. Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons à cette seconde option. Par conséquent, notre objectif est la conception de couches absorbantes dans le domaine des micro-ondes. L'intérêt applicatif de ce travail n'est pas strictement militaire. En effet, avec le développement récent des canaux de communication sans fil, de nouveaux besoins sont apparus en termes de sécurité et de santé publique notamment. Il peut s'agir de préserver l'immunité des communications et de limiter l'exposition aux ondes électromagnétiques des équipements et des personnes. Dans ce cas, les fréquences visées concernent également le domaine des micro-ondes et plus particulièrement les porteuses GSM (900 MHz et 1,8 GHz) et WiFi (2,45 GHz et 5 GHz). De façon générale, l'absorption des ondes électromagnétiques implique l'utilisation d'un matériau à perte qui dissipe la puissance incidente sous forme de chaleur. Il convient cependant de satisfaire une condition d'adaptation d'impédance de manière à ce que l'onde incidente puisse pénétrer dans la couche absorbante sans être réfléchie à sa surface. Sur le plan pratique, cette exigence passe par un compromis sur les valeurs des paramètres constitutifs des matériaux utilisés et sur la structuration de la couche absorbante. Dans les approches les plus classiques, l'épaisseur de la couche absorbante est proportionnelle à la longueur d'onde. Cette règle est handicapante lorsqu'il s'agit d'absorber les basses fréquences dans la mesure où elle peut conduire à des structures trop encombrantes et trop lourdes pour une utilisation dans les systèmes embarqués. Cet inconvénient peut être contourné par l'utilisation de métamatériaux qui permettent d'obtenir des confinements à des petites échelles devant la longueur d'onde. Néanmoins, cette approche est basée sur l'utilisation de résonateurs à fort coefficients de qualité qui entraîne une limitation des bandes passantes. L'objectif poursuivi dans les différents chapitres de cette thèse est l'obtention d'une absorption performante en termes de pourcentage de la puissance incidente et de largeur de bande à partir de structures relativement minces.

Les principaux résultats de ce travail sont présentés dans ce manuscrit organisé suivant cinq chapitres.

Le premier chapitre introductif expose les enjeux de la thèse. Dans une première partie, une étude bibliographique propose un regard critique des approches couramment utilisées pour la conception des absorbants électromagnétiques. À la suite de cette analyse de la littérature, deux études théoriques sont proposées. La première vise à comprendre le rôle

des paramètres constitutifs des matériaux (permittivité et perméabilité complexes) pour obtenir une absorption totale. La seconde décrit le mécanisme d'absorption au sein de structures résonantes au moyen de coefficients de qualité et conduit à définir une absorption optimale en cas d'égalité entre le coefficient de qualité associé aux pertes dans les matériaux et celui décrivant le couplage entre le résonateur et son environnement. Ce premier chapitre permet de situer le contexte des approches originales qui sont détaillées dans les chapitres suivants.

L'étude présentée au chapitre 2 s'inscrit dans le cadre du projet ANR Astrid 3DRAM et a été menée en collaboration avec le Lab-STICC (Laboratoire des Sciences et Techniques de l'Information, de la Communication et de la Connaissance) et l'IRDL (Institut de Recherches Dupuy de Lôme) anciennement LIMATB de l'Université de Bretagne Occidentale. Ces deux laboratoires ont contribué à l'élaboration et aux caractérisations rhéologique et électromagnétique de composites ferromagnétiques. Nous nous sommes focalisés sur les possibilités offertes par la structuration du PE-NiFe qui est une matrice de polyéthylène chargée par des particules de Nickel-Fer. Plus précisément, notre travail a consisté à structurer ce composite afin d'étendre ses propriétés d'absorption avec pour objectif d'obtenir une absorption en puissance supérieure à 90 % sur une bande de fréquence la plus large possible tout en préservant une épaisseur de couche relativement faible. Pour ce faire, nous avons considérés les approches de structuration par ajout de motifs métalliques sur une couche composite uniforme et par gravure de motif (ou détourage) de cette couche composite. Ces approches développées sur la base de simulations numériques ont fait l'objet de validations expérimentales.

L'étude présentée au chapitre 3 s'inscrit dans la perspective du travail de thèse de Jianping Hao menée au sein du groupe DOME. Nous explorons ici les possibilités offertes par le désordre de position de résonateurs MIM (Métal Isolant Métal) pour élargir les bandes d'absorption en tirant bénéfice de la richesse des mécanismes de couplage entre résonateurs. L'absorption dans ces réseaux aléatoires ne peut pas être directement décrite par la condition d'égalité entre coefficients de qualité présentée au chapitre 1 et élaboré à partir de réseaux périodiques. Cette difficulté a motivé l'amorce d'une collaboration avec le groupe '' Probabilités et Statistiques'' (David Dereudre) du laboratoire de mathématiques PAINLEVÉ. Cette collaboration a eu pour but d'établir des relations entre des paramètres géométriques de la distribution aléatoire opérée suivant un processus de Poisson et les caractéristiques d'absorption de la structure MIM désordonnée. Plusieurs structures aléatoires avec différentes densités de centres absorbants ont été étudiées numériquement puis caractérisées expérimentalement.

Le chapitre 4 porte également sur l'étude de structures aléatoires avec les deux particularités suivantes. Nous étendons tout d'abord le domaine de fréquence, limité dans les précédents chapitres à 10 GHz, aux longueurs d'ondes millimétriques et submillimétriques. Sur le plan fondamental, les propriétés des structures MIM sont préservées dans la mesure où les métaux peuvent être décrits en première approximation, comme des conducteurs parfaits ou quasi-parfaits. Sur le plan pratique, les structures absorbantes dimensionnées proportionnellement à leur longueur d'onde peuvent être caractérisées en espace libre, avec une approche fréquentielle (analyse de réseau vectorielle) ou temporelle (THz-TDS). Pour ce qui est de la fabrication, nous nous appuyons sur les moyens de lithographie présents à l'IEMN pour réaliser un échantillon fonctionnant à 300 GHz. En complément, nous avons

également proposé une structure pour la fréquence de 200 GHz réalisée à la loupe binoculaire par positionnement de particules métalliques disponibles dans le commerce. La seconde particularité porte sur la distribution. En effet, pour ce chapitre nous avons privilégié des distributions sans contact entre résonateurs, ce qui diffère du processus de Poisson (chapitre 3) qui autorise les recouvrements. Cette étude a été en partie menée dans le cadre du projet CAT qui est un projet collaboratif entre les groupes DOME et PHOTONIQUE THz de l'IEMN visant à la caractérisation des absorbants par cartographie THz et infrarouge.

Enfin, le dernier chapitre s'inscrit dans le cadre d'une collaboration avec le groupe EPHONI de l'IEMN. L'idée consiste à explorer les potentialités des structures MIM désordonnées comme plateforme pour le couplage de modes optiques et acoustiques. Les résultats préliminaires présentés dans le cadre de ce chapitre ont fait l'objet de simulations numériques en conditions de modes propres (simulations acoustiques) et d'excitation par une onde plane (modes acoustiques et optiques). La longueur d'onde visée se situe dans le domaine de l'infrarouge télécom et nécessite la prise en compte de la dispersion de permittivité dans les parties métalliques. Ce travail a nourri la rédaction de la proposition ANR RANDOM impliquant l'IEMN, le laboratoire PAINLEVÉ, l'Institut Carnot de Bourgogne (ICB) et l'Institut des Nanosciences de Paris (INSP).

Chapitre 1

Introduction aux absorbants électromagnétiques

Ce chapitre introductif détaillera dans un premier temps l'utilité des absorbants dans notre contexte. Un rappel historique sur les différents types d'approches sera effectué avant de présenter l'état de l'art sur les métamatériaux absorbants. Enfin, deux études préliminaires seront présentées afin de mettre en évidence deux principes importants dans le but d'atteindre un objectif d'absorption souhaité.

1.1 Positionnement du problème

Le rayonnement électromagnétique (EM) est connu comme l'un des principaux vecteurs de transfert d'informations dans beaucoup de domaines d'applications, depuis les ondes radio et téléphoniques pour la télécommunication à internet avec le WiFi et les fibres optiques. Il existe également des utilisations des ondes EM en dehors du transport d'informations permettant d'avoir une meilleure connaissance d'un environnement donné, notamment dans le cadre de la défense pour repérer les véhicules ennemis.

Toutes ces applications imposent une forte présence des ondes EM avec des implications en termes de santé publique ou encore des interférences d'ondes rendant difficile la connexion à distance entre deux appareils. Ces deux points permettent de comprendre l'intérêt de pouvoir absorber certaines ondes EM. Dans le domaine de la défense, l'absorption EM participe à la furtivité des équipements au sol ou embarqués. Il est assez facile d'absorber les ondes à hautes fréquences en raison des faibles épaisseurs nécessaires, car la taille des absorbants est proportionnelle aux longueurs d'ondes. Par contre, les dispositifs absorbants fonctionnant à basses fréquences sont majoritairement très imposants et ont une masse assez importante pouvant nuire au déplacement de certains systèmes embarqués. L'objectif est donc de fabriquer un absorbant large bande (idéalement entre 1 et 4 GHz) de faible épaisseur afin de diminuer la masse. Tout d'abord, un état de l'art des absorbants va être présenté, suivi de méthodes permettant d'optimiser le niveau d'absorption et la largeur de bande.

1.2 Classification des couches absorbantes

1.2.1 Approches classiques

1.2.1.1 Écran de Dällenbach

L'un des premiers et plus simples absorbants résonants est connu sous le nom d'écran de Dällenbach [1]. Il s'agit d'un milieu homogène à pertes posé sur un plan métallique (Figure 1.1a). Pour des fréquences inférieures aux fréquences optiques, une onde EM est totalement réfléchie par le plan métallique. Dans ces conditions, son impédance de surface peut être considérée comme un court-circuit $Z_m = 0$. Ainsi, l'onde EM est absorbée sur le trajet aller-retour et l'absorption A peut être obtenue en calculant le coefficient de réflexion R par l'équation (1.1) :

$$A = 1 - R^2 \tag{1.1}$$

Où

$$R = \left| \frac{Z_{(1)} - Z_0}{Z_{(1)} + Z_0} \right| \tag{1.2}$$

Avec Z_0 l'impédance du vide et $Z_{(1)}$ l'impédance de surface de l'écran de Dällenbach qui peut être déterminée avec l'aide de la théorie des lignes de transmission [2] donnant ainsi, sous incidence normale, l'équation (1.3) :

$$Z_{(1)} = Z_1 \frac{Z_L + Z_1 th(j\frac{\omega}{c} n_1 l)}{Z_1 + Z_L th(j\frac{\omega}{c} n_1 l)} \tag{1.3}$$

Avec Z_1 l'impédance caractéristique du milieu à perte, n_1 l'indice du milieu à perte, c la célérité des ondes dans le vide, ω la pulsation, l l'épaisseur de la couche diélectrique à pertes, j le nombre imaginaire pur et Z_L la charge représentant le plan de masse.

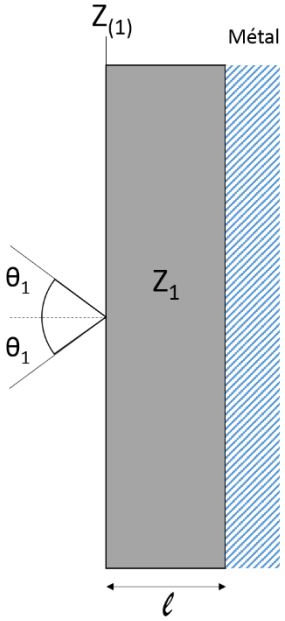

Figure 1.1 : Schéma de l'écran de Dällenbach

Afin d'obtenir la résonance, il est nécessaire d'annuler la partie imaginaire de $Z_{(1)}$, pour cela l'épaisseur de la couche à pertes peut être choisie afin de réaliser l'adaptation d'impédance. En général les adaptations d'impédance se font par lames quart d'ondes, c'est-à-dire que l'épaisseur de la couche est égale à un quart de la longueur visée dans le matériau. On a donc:

$$l = \frac{c}{4 f n_1} \tag{1.4}$$

Avec f la fréquence de l'onde. Si l'on insère l'équation (1.4) dans l'expression (1.3) on obtient :

$$Z_{(1)} = Z_1 \frac{Z_L + jZ_1 \tan(\pi/2)}{Z_1 + jZ_L \tan(\pi/2)} \tag{1.5}$$

Or tan(π/2) tend vers l'infini ce qui permet de négliger les parties réelles du quotient pour ainsi donner :

$$Z_{(1)} = \frac{Z_1^{\,2}}{Z_L} \tag{1.6}$$

Qui correspond à l'expression de la condition d'adaptation d'impédance avec une lame quart d'onde. On vise ici une impédance de 377 Ω correspondant à l'impédance caractéristique de l'air de manière à annuler la réflexion. Dans la mesure où le plan de masse n'autorise aucune transmission, l'onde est ainsi absorbée dans sa totalité.

1.2.1.2 Écran de Salisbury

Un autre type d'absorbant bien connu est l'écran de Salisbury [3]. Celui-ci est constitué de trois couches, une couche fine de matériau à pertes d'épaisseur *d* partiellement réfléchissante (Figure 1.2), suivie d'un espaceur sans perte d'épaisseur *e*. Le tout est placé sur un plan métallique de conductivité infinie.

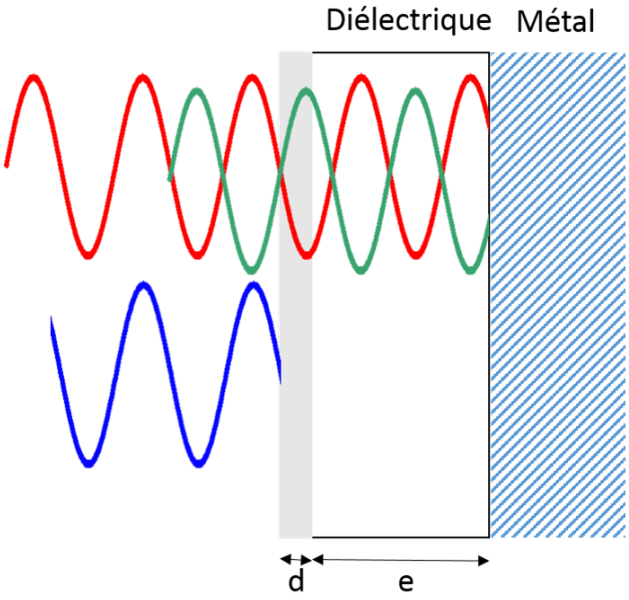

Figure 1.2 : Schéma de l'écran de Salisbury avec l'onde incidente en rouge, réfléchie sur le plan de masse en vert et réfléchie sur la couche partiellement réfléchissante en bleu.

Le concept de l'écran de Salisbury est un prolongement de l'écran de Dällenbach. En choisissant $e = \lambda/4$, l'idée est que les ondes illustrées par les tracés en bleu (réfléchie en surface) et vert (réfléchie par le plan de masse) (Figure 1.2) soient en opposition de phase afin

d'annuler le champ EM. Cette condition d'adaptation d'impédance peut s'obtenir à l'aide du critère de l'équation (1.7) sur la couche fine appelée couche résistive :

$$\frac{1}{\sigma d} = Z_0 \tag{1.7}$$

Où Z_0 est l'impédance du vide et σ la conductivité de la couche résistive. Ainsi, l'impédance de surface est équivalente à l'impédance du vide donnant lieu à une réflexion nulle.

1.2.1.3 Écran de Jaumann

À partir des écrans de Dällenbach et Salisbury, on peut élaborer d'autres absorbants, comme par exemple l'écran de Jaumann [4] qui consiste à empiler plusieurs écrans de Salisbury identiques à la suite (Figure 1.3).

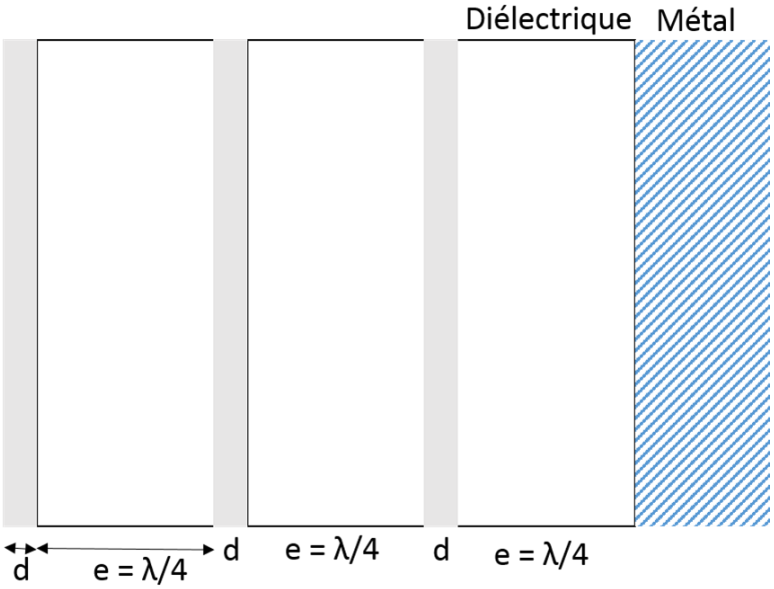

Figure 1.3 : Schéma de l'écran de Jaumann.

L'idée consiste à effectuer une adaptation d'impédance à partir des différentes couches de l'écran. Par exemple, une adaptation entre l'onde réfléchie à la surface et l'onde réfléchie par la seconde couche résistive. Cela permettra d'absorber l'onde EM de longueur d'onde λ. Mais il peut y avoir également adaptation d'impédance avec l'onde réfléchie par la troisième couche résistive, auquel cas l'onde EM absorbée aura pour longueur d'onde 2λ car la distance parcourue est de $\lambda/2$. Cette succession d'écrans de Salisbury permettra donc de viser une large gamme de fréquence. Cependant, le caractère large bande est obtenu, au prix d'une augmentation d'épaisseur non négligeable. En effet, l'écran de Jaumann est au moins deux fois plus épais qu'un écran de Salisbury. Ces absorbants ne peuvent donc pas être considérés

comme ultra-minces, ce qui présente un inconvénient pour réduire la signature radar des équipements embarqués.

1.2.2 Surfaces sélectives en fréquence (FSS)

Les FSS sont des réseaux de patchs métalliques ou d'ouvertures sur une face d'une plaque diélectrique afin de changer les caractéristiques de réflexion ou de transmission d'une onde plane incidente [5]. Ici les modes de résonances sont localisés sur la surface. Selon la configuration des motifs, la surface peut se comporter comme un filtre passe bas, passe haut, passe bande ou coupe bande.

Suivant l'application souhaitée, les fréquences de coupures sont situées autour de la demi-longueur d'onde (taille du patch) de l'onde incidente dans le diélectrique. Ces structures FSS sont globalement utilisées pour des applications d'antennes [6], de compatibilité électromagnétique [7], ou encore en furtivité [8]. Elles sont principalement périodiques et leurs comportements typiques sont résumés sur la Figure 1.4 [9].

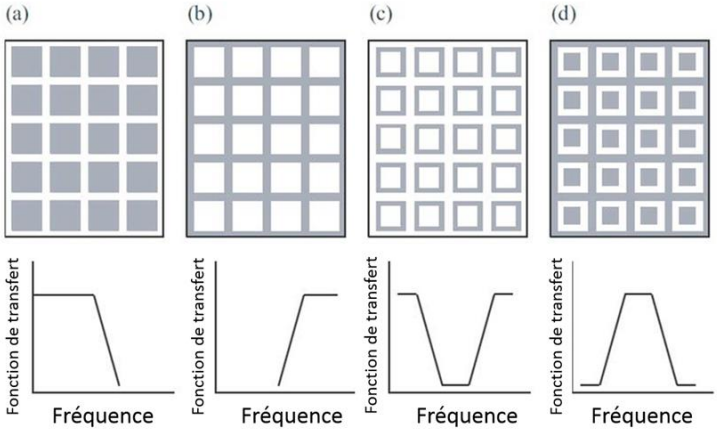

Figure 1.4 : FSS de types, a) passe-bas b) passe-haut c) coupe-bande d) passe-bande.

Cette Figure montre les structures classiques des FSS. La structure a), correspondant à un réseau de patchs métalliques, possède un caractère capacitif basé sur le couplage entre les patchs, ce qui génère un filtre passe-bas. La structure b), complémentaire à a), présente un caractère inductif par circulation du courant sur le quadrillage, ce qui équivaut à un circuit RL passe-haut. Les deux autres structures couplent les effets inductifs et capacitifs à l'origine d'un comportement résonant. Cependant, la plupart des absorbants sont souvent placés sur une couche métallique. Ce plan de masse est susceptible d'interagir par effet de couplage avec la surface de patchs. Il est donc nécessaire d'éloigner le plan de masse de la surface structurée afin de préserver les comportements FSS répertoriés sur la Figure 1.4. Cette contrainte d'épaisseur va à l'encontre de l'objectif d'une couche absorbante ultra-mince.

1.2.3 Structuration par métamatériaux

Si le plan de masse peut perturber les résonances des FSS, on peut l'utiliser pour générer d'autres types de résonance afin d'absorber l'onde EM et réduire l'épaisseur de l'absorbant. Cette miniaturisation est possible avec l'aide des métamatériaux qui sont des structures artificielles possédant des propriétés EM supplémentaires par rapport aux matériaux naturels. Ces propriétés peuvent conduire en particulier à des indices de réfraction négatifs [10], par une structuration imposant des perméabilités et permittivités effectives simultanément négatives pour une certaine gamme de fréquence. John Pendry a proposé en 1999 une structuration basée sur des anneaux fendus [11]. Ces anneaux représentés sur la Figure 1.5 peuvent être modélisés par une association LC parallèle ayant une pulsation de résonance égale à :

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \tag{1.8}$$

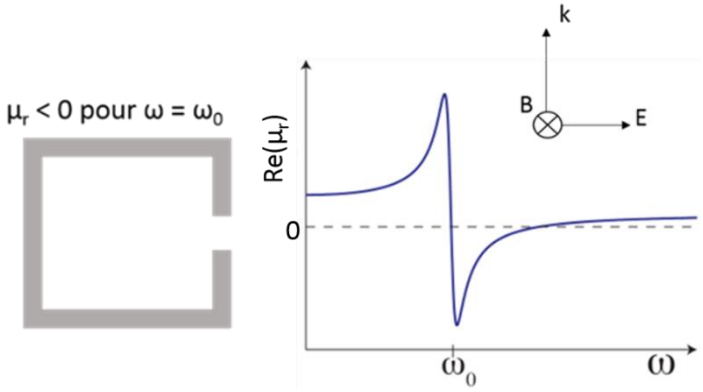

Figure 1.5 : Schéma de résonateur à anneau fendu (SRR) et allure de la perméabilité effective de la structure.

La capacité provient de la différence de potentiel au niveau de la fente et l'inductance est obtenue par la circulation du courant dans l'anneau. À la résonance, on observe la tendance représentée sur la Figure 1.5 où la perméabilité devient négative. Dans l'exemple de la référence [12], un absorbant ayant une structuration par anneau fendu de 4 mm de largeur est proposé avec une résonance aux alentours de 8 GHz, ce qui est faible compte-tenu de la taille du résonateur (9 fois plus petite que la longueur d'onde). Ceci illustre la possibilité de miniaturisation des résonateurs par rapport à la longueur d'onde visée. En effet, le fait de pouvoir modifier à la fois l'inductance et la capacité permet de diminuer fortement la fréquence de résonance sans augmenter l'encombrement de l'anneau. Si cela s'applique pour le résonateur seul, on peut espérer le même comportement en imposant un couplage capacitif entre le résonateur métallique et le plan de masse afin de viser des basses fréquences tout en diminuant l'épaisseur de l'absorbant (Figure 1.6) [13].

Cependant, les résonances des métamatériaux sont très sélectives en fréquence, ce qui va à l'encontre d'une absorption large bande. C'est pourquoi Ding et al. [14] ont proposé une solution en utilisant le principe de couplage résonateur/plan de masse avec l'aide d'une structure pyramidale qui comprend différentes tailles de patchs (Figure 1.7a). Cette géométrie emprunte la forme des absorbants larges bandes que l'on trouve dans les chambres anéchoïques. Les résonances sont les mêmes que sur la Figure 1.6 sauf que l'on obtient des pics d'absorptions supplémentaires avec les différentes tailles de résonateurs (Figure 1.7b), ce qui conduit à une absorption large bande. Cependant, cette géométrie empilée conduit à une augmentation de l'épaisseur.

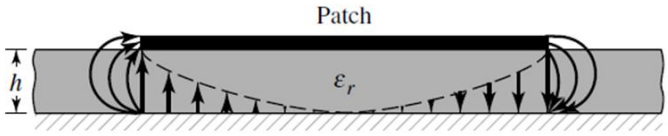

Figure 1.6 : Schéma d'une résonance couplant le patch avec un plan de masse. Les flèches correspondent au champ électrique.

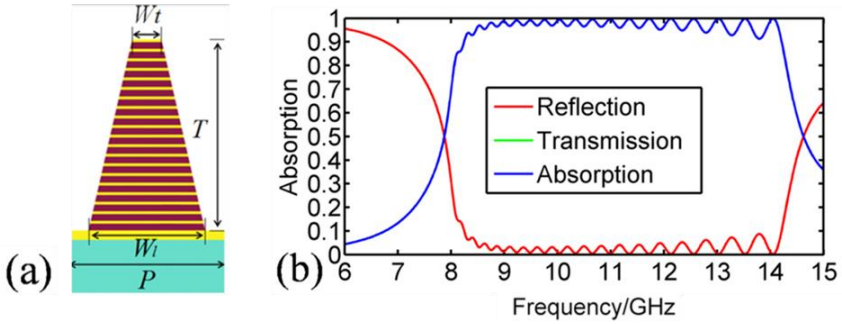

Figure 1.7 : a) Structure pyramidale avec du métal (en jaune) et du diélectrique (en marron) b) Spectre d'absorption de la référence [14] *pour la structure pyramidale.*

En conclusion, l'idée d'un absorbant ultra-mince et large bande apparaît paradoxale. En effet, lorsqu'un absorbant est mince, il absorbe à une fréquence précise. Tandis que si l'absorbant est large bande, il est épais. Il s'agira dans cette thèse de trouver un compromis entre épaisseur et largeur de bande.

1.3 Règles de conception

Avant de penser à des structurations particulières, deux études préliminaires ont permis de mettre en évidence deux règles de conception.

1.3.1 Critères d'adaptation d'impédance

1.3.1.1 Cas d'un absorbant totalement diélectrique

Comme dit précédemment avec les absorbants classiques, un critère d'adaptation d'impédance permet une absorption totale de l'onde EM avec une épaisseur égale au quart de la longueur d'onde dans le matériau. Avec des fréquences visées entre 1 et 4 GHz, les épaisseurs sont vite très grandes à moins d'utiliser un matériau à très fort indice de réfraction de manière à réduire la longueur d'onde par l'effet des fortes permittivités et/ou perméabilités. C'est pourquoi l'idée d'utiliser une structure tri-couche sur un plan métallique est intéressante afin d'introduire des degrés de liberté supplémentaires pour l'adaptation d'impédance. On utilisera des valeurs différentes de permittivités pour chaque couche afin de couvrir une large gamme de fréquences. La procédure est la même que celle proposée par Feng et al. dans le domaine de l'optique [15] qui consiste à fixer les paramètres constitutifs d'un des matériaux et à jouer sur la permittivité de l'autre afin d'atteindre un objectif d'absorption. La Figure 1.8a montre la structure que nous avons considérée. Elle est constituée d'un plan de masse, d'une couche d'Epoxy FR4 d'épaisseur 3 mm (*dmid*) et d'une couche supérieure où l'on va chercher à déterminer théoriquement l'épaisseur *dtop* et la permittivité nécessaire pour absorber l'onde EM entre 1 et 4 GHz.

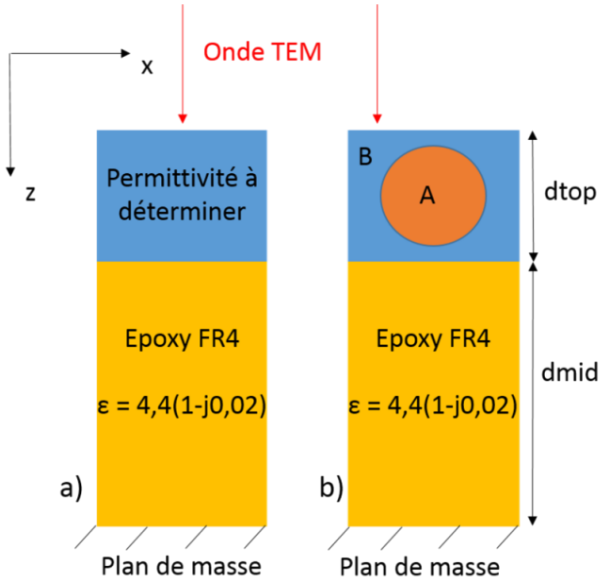

Figure 1.8 : a) Structure tri-couche avec un plan de masse, une couche d'époxy FR4 de 3 mm d'épaisseur et une couche d'un matériau de permittivité à déterminer b) Même structure tri-couche que le a) avec une première couche inhomogène composée de sphères diélectriques (A : Ceradyne Ceralloy : ε_r = 130(1-j0,4)) dans une matrice diélectrique (B : EDO Ceramics K-125 : ε_r = 125(1-j0,0015)).

Pour déterminer la permittivité de la première couche, compte tenu de son uniformité, il est possible d'utiliser la théorie des lignes de transmission en assimilant le plan de masse à une charge Z_L = 0, dans l'objectif d'obtenir un coefficient de réflexion nul pour une absorption à 100 %. On souhaite obtenir une impédance de surface $Z_S = Z_0$ qui est l'impédance du vide. Dans un premier temps, on détermine l'impédance de surface $Z_{(1)}$, correspondant à la frontière entre les deux diélectriques (équation (1.8)).

$$Z_{(1)} = \frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon_2}} th(j\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_2}dmid) \tag{1.8}$$

Avec ε_2 la permittivité complexe du FR4, ω la pulsation de l'onde incidente, c la vitesse de la lumière dans le vide et *dmid* l'épaisseur de la couche de FR4. On peut ensuite se servir de $Z_{(1)}$ comme charge pour déterminer l'impédance de surface (1.9) :

$$Z_S = \frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon_1}} \frac{Z_{(1)} + \frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon_1}} th(j\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1}dtop)}{\frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon_1}} + Z_{(1)} th(j\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1}dtop)} \tag{1.9}$$

Avec ε_1 la permittivité complexe que l'on souhaite déterminer et *dtop* l'épaisseur de cette couche de matériau. Enfin, on obtient l'équation (1.10) qui fixe la condition d'absorption à 100 %.

$$1 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_2}} th(j\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_2}dmid)\left[1 - \sqrt{\varepsilon_1} th(j\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1}dtop)\right] + \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_1}} th(j\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1}dtop) \tag{1.10}$$

Avec l'aide d'un code écrit en langage Python, il est possible de déterminer la permittivité complexe vérifiant l'équation (1.10) (Figure 1.9 et 1.10).

Les Figures 1.9 et 1.10 montrent une décroissance des parties réelles et imaginaires de la permittivité ciblée correspondant au critère de non réflexion en $\lambda_g/4$. Cette tendance explique également le fait que la permittivité recherchée diminue avec l'épaisseur. Pour la suite, nous allons fixer l'objectif de 1 mm d'épaisseur pour la première couche. La dispersion de permittivité étant anormale, une structuration semble nécessaire.

Une première structuration représentée sur la Figure 1.8b est proposée pour la première couche. Il s'agit d'une sphère diélectrique de Ceradyne Ceralloy ayant une permittivité ε_{1a} = 130(1-j0,4) dans une matrice de EDO Ceramics K-125 de permittivité ε_{1b} = 125(1-j0,0015).

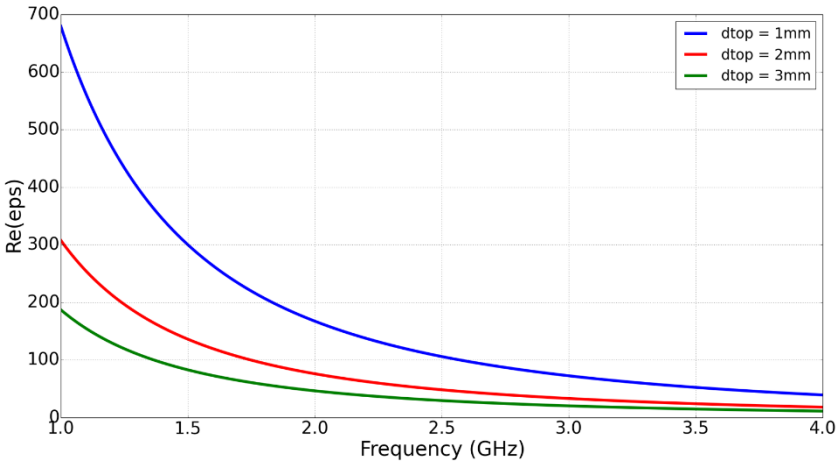

Figure 1.9 : Spectre de la partie réelle de la permittivité nécessaire pour une absorption à 100 % pour trois épaisseurs de la première couche.

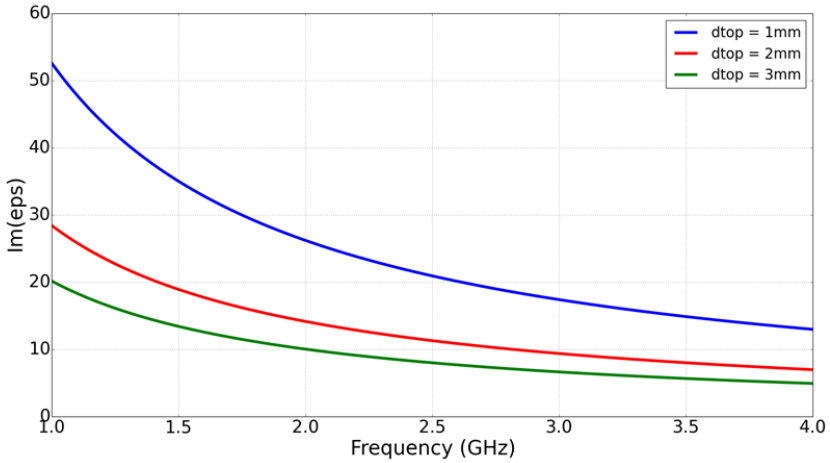

Figure 1.10 : Spectre de la partie imaginaire de la permittivité nécessaire pour une absorption à 100 % pour trois épaisseurs de la première couche.

Il est possible de déterminer la permittivité relative de la première couche numériquement en calculant les coefficient de réflexion S_{11} et de transmission S_{21} et d'appliquer la méthode d'inversion de Weir [16]. Cette méthode consiste à calculer dans un premier temps l'impédance caractéristique du milieu Z en utilisant l'expression du coefficient de réflexion Γ (équation 1.11, 1.12 et 1.13) :

$$Z = Z_0 \frac{\Gamma + 1}{1 - \Gamma} = \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} \tag{1.11}$$

Où

$$\Gamma = \chi \pm \sqrt{\chi^2 - 1} \tag{1.12}$$

Et

$$\chi = \frac{S_{11}{}^2 - S_{21}{}^2 + 1}{2S_{11}} \tag{1.13}$$

Avec Z_0 l'impédance du vide égale à 377 Ω.

Dans un deuxième temps, nous calculons l'indice de réfraction n de la structure en utilisant l'expression du facteur de propagation P (équation 1.14 et 1.15) :

$$P = e^{-\frac{\omega}{c}nl} \tag{1.14}$$

où

$$P = \frac{S_{11} + S_{21} - \Gamma}{1 - (S_{11} + S_{21})\Gamma} \tag{1.15}$$

Avec c la célérité de la lumière dans le vide, l la longueur de l'échantillon et ω la pulsation de travail. Par l'expression 1.16 on peut ensuite remonter à une valeur complexe de l'indice n.

$$n = -\frac{\ln(P)c}{\omega l} = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} \tag{1.16}$$

Enfin, on peut déterminer μ_r en multipliant Z et n, et ε_r en divisant n par Z. En considérant f le facteur de remplissage de la sphère de Ceradyne Ceralloy dans la matrice de EDO Ceramics K-125, les parties réelles et imaginaires de la permittivité sont représentées respectivement sur les Figure 1.11 et Figure 1.12. Compte tenu des permittivités réelles très proches entre la matrice et la sphère, on observe une faible différence de parties réelles de permittivité pour les différents facteurs de remplissage, ici la partie réelle de la permittivité effective est de 120. L'augmentation de la partie imaginaire est reliée au facteur de remplissage car les pertes sont plus importantes dans la sphère.

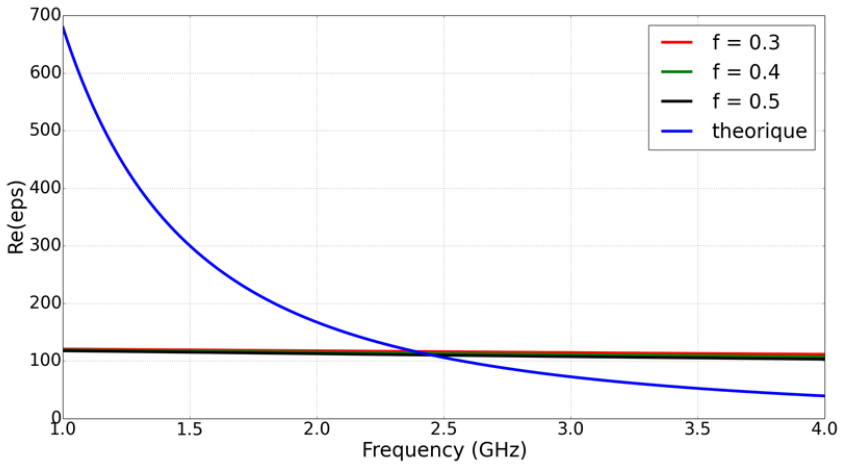

Figure 1.11 : Comparaison des parties réelles de la permittivité relative de l'association sphères et matrice diélectrique de la Figure 1.8b pour trois facteurs de remplissage avec le spectre de la partie réelle de la permittivité nécessaire pour une absorption à 100 % (en bleu).

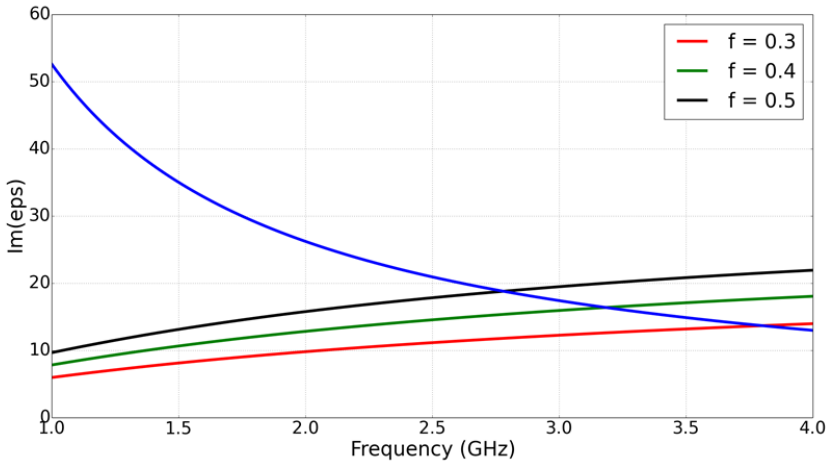

Figure 1.12 : Comparaison des parties imaginaires de la permittivité relative de l'association sphères et matrice diélectrique de la Figure 1.8b pour trois facteurs de remplissage avec le spectre de la partie imaginaire de la permittivité nécessaire pour une absorption à 100 % (en bleu).

La Figure 1.13 décrit le spectre d'absorption pour trois facteurs de remplissage. On peut noter que les fréquences des pics d'absorption coïncident avec celles où les parties réelles de permittivité coupent la courbe cible de permittivité. Par ailleurs, l'amplitude d'absorption augmente avec le facteur de remplissage en raison des pertes plus importantes dans la sphère. Pour une absorption à 90 %, on obtient une largeur de bande relative de 12 % pour le facteur de remplissage le plus élevé. On est cependant loin du caractère large bande souhaitée qui est difficile à obtenir avec des matériaux purement diélectriques. C'est pourquoi nous allons étudier la contribution magnétique des matériaux afin d'explorer les possibilités d'élargissement de la bande d'absorption.

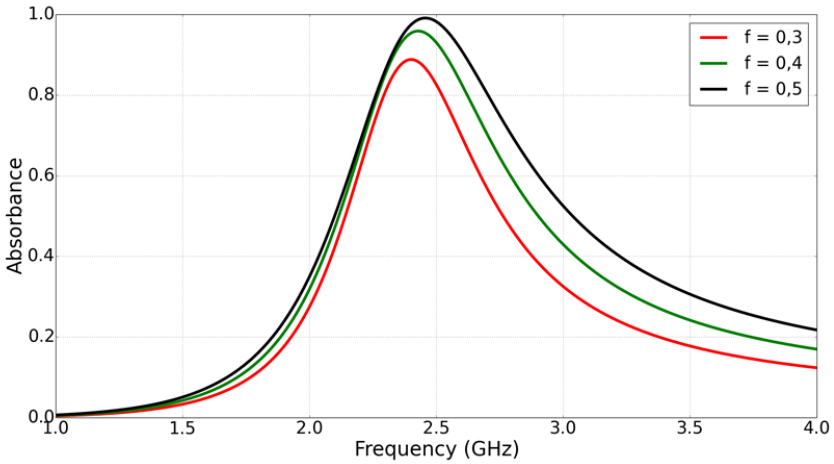

Figure 1.13 : Spectres d'absorption de la structure tri-couche incluant l'association sphères et matrice diélectrique de la Figure 1.8b pour trois facteurs de remplissage.

1.3.1.2 Influence d'une contribution magnétique

Dans la référence [17], Rozanov a établi une inégalité donnant la largeur de bande maximale qui dépend de la perméabilité des différentes couches. Pour la suite, nous tenons ainsi compte des perméabilités lors de l'application de la théorie des lignes. Ceci donne lieu à une nouvelle équation satisfaisant la condition d'absorption à 100 %.

$$th(j\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}dtop)\left[\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}-\sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}}th(j\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}dmid)\right]=\sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}}\left(1-\sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}}th(j\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}dmid)\right) \quad (1.17)$$

En accord avec l'objectif de faible épaisseur de la structure par rapport à la longueur d'onde, il est possible d'effectuer un développement limité d'ordre 1 des fonctions tangentes hyperboliques (équation (1.18)).

$$th(j\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_i\mu_i}di)\approx j\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_i\mu_i}di \quad (1.18)$$

Avec *i* indice pour désigner la i^{ème} couche. On sépare ensuite les parties réelles et imaginaires de l'équation (1.17) modifiée, ce qui donne :

$$\frac{\omega}{c}\left(\mu_1"dtop+\mu_2"dmid\right)+\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 dtopdmid\left(\varepsilon_1'\mu_2'-\varepsilon_1"\mu_2"\right)=1 \quad (1.19)$$

$$\frac{\omega}{c}\left(\mu_1'dtop+\mu_2'dmid\right)-\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 dtopdmid\left(\varepsilon_1'\mu_2"+\varepsilon_1"\mu_2'\right)=0 \quad (1.20)$$

En précisant que toutes les grandeurs suivies d'un prime et d'un seconde sont respectivement les parties réelles et imaginaires. On effectue ensuite les deux opérations suivantes à partir des équations (1.19) et (1.20) :

$$(1.19)+(1.20)\frac{\mu_2'}{\mu_2"}$$

$$(1.19)-(1.20)\frac{\mu_2"}{\mu_2'}$$

pour ainsi obtenir :

$$\frac{\omega}{c\mu_2"}\left[(\mu_2"\mu_1"+\mu_2'\mu_1')dtop+(\mu_2'^2+\mu_2"^2)dmid(1-\frac{\omega}{c}dtop\varepsilon_1")\right]=1 \quad (1.21)$$

$$\frac{\omega dtop}{c\mu_2'}\left[(\mu_2'\mu_1''-\mu_2''\mu_1')+(\mu_2'^2+\mu_2''^2)dmid\frac{\omega}{c}\varepsilon_1'\right]=1 \quad (1.22)$$

Ainsi, on peut noter une égalité des termes de gauche des équations (1.21) et (1.22). Par conséquent, en remplaçant le 1 de l'équation (1.21) par le terme de gauche de l'équation (1.22) on aboutit à l'expression finale :

$$\varepsilon_1'\mu_2''+\varepsilon_1''\mu_2'=\frac{\mu_1'dtop+\mu_2'dmid}{\frac{\omega}{c}dtopdmid} \quad (1.23)$$

L'équation (1.23) décrit le critère d'adaptation d'impédance dans le cas d'une faible épaisseur devant la longueur d'onde. On peut remarquer dans un premier temps l'absence de ε_2 et de la partie imaginaire de μ_1 dans l'équation, signalant leur faible influence dans l'absorption. Ceci décrit également le fait que la valeur de permittivité est plus importante pour le matériau de surface et que la valeur de perméabilité est plus importante au niveau de la deuxième couche. Ainsi, il est possible de modifier séparément une permittivité et une perméabilité sans trop tenir compte de la dispersion de l'autre grandeur physique complémentaire.

La Figure 1.14 montre l'influence des paramètres autres que la permittivité de la couche en tête souhaitée pour obtenir une réflexion nulle. La première influence étudiée concerne la partie réelle de la permittivité de la deuxième couche située au-dessus du plan de masse. Le fait de doubler sa valeur ne change pratiquement pas la valeur de la permittivité cible de la première couche. En revanche, l'ajout d'une perméabilité dans la première couche a plus d'influence, et plus particulièrement lorsqu'on augmente la perméabilité de la deuxième couche. Ceci s'explique par les équations si l'on ajoute la contribution magnétique à l'équation (1.8) et que l'on applique le développement limité simplifiant la tangente hyperbolique (1.24) :

$$Z_{(1)} \approx Z_0\sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}}j\frac{\omega}{c}\sqrt{\mu_2\varepsilon_2}dmid \quad (1.24)$$

On peut donc noter que la contribution du ε_2 peut être simplifiée dans la mesure où son influence sur la modification de l'impédance est faible contrairement à μ_2. Ceci est dû à la permittivité du plan de masse très importante qui crée une forte discontinuité avec la permittivité de la deuxième couche.

Le critère d'adaptation d'impédance est un outil simple pour annuler la réflexion d'une onde EM. Cependant, dans le cas des faibles épaisseurs, les valeurs de permittivités et de perméabilités sont très élevées. Ceci est lié à des dispersions de permittivités anormales qui

imposent une structuration qui donne lieu à des mécanismes de résonance dont la sélectivité fréquentielle peut être décrite par le facteur de qualité.

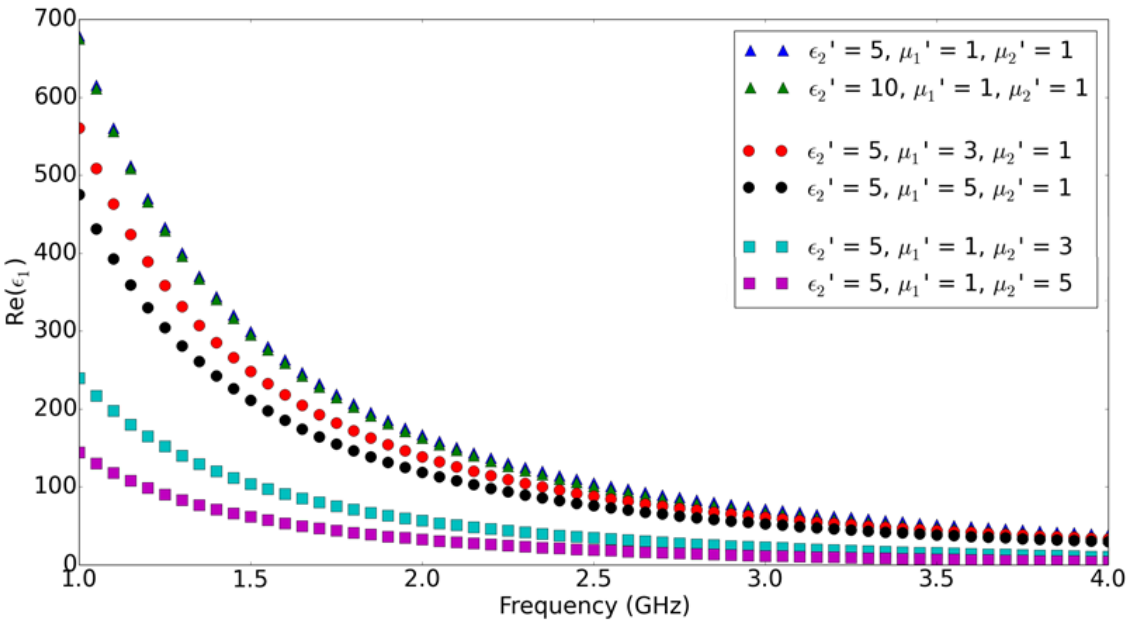

Figure 1.14 : Spectre de la partie réelle de permittivité cible de la première couche ε_1' pour atteindre une réflexion nulle pour deux valeurs de permittivité de la deuxième couche ε_2' (marqueurs en forme de triangle), deux valeurs de perméabilités de la première couche μ_1' (marqueurs en forme de cercle) et de deux valeurs de perméabilités de la deuxième couche μ_2' (marqueurs en forme de carré).

1.3.2 Analyse des coefficients de qualité

L'exploitation de résonances permet d'atteindre une absorption unitaire. Cela a été démontré par Landy et al. [18] avec les Perfect Metamaterial Absorbers qui consistent à répéter un résonateur périodiquement sur une surface. La répétition des résonateurs amplifie l'effet de la résonance sur toute la surface. Cependant il ne suffit pas d'avoir le plus de résonateurs possibles pour plus absorber. En effet, des résonateurs trop proches peuvent se coupler entre eux et perturber la résonance et par conséquent perturber le mécanisme d'absorption. D'où l'importance de la périodicité qui permet de trouver un équilibre pour absorber un maximum tout en évitant les couplages. Cet équilibre peut être déterminé avec les facteurs de qualité de l'équation 1.25 [13] :

$$\frac{1}{Q_{tot}} = \frac{1}{Q_{rad}} + \frac{1}{Q_{diss}} \tag{1.25}$$

Avec
$$\frac{1}{Q_{diss}} = \tan\delta \tag{1.26}$$

Avec *tanδ* les pertes diélectriques. Le facteur de qualité Q_{tot} comprend un terme radiatif Q_{rad} décrivant le rayonnement de la structure périodique et le couplage de l'onde rayonnée avec l'environnement extérieur qui est généralement de l'air. Ce terme de rayonnement dépend de la période de la structure. Le terme Q_{diss} décrit les pertes diélectriques. Les pertes diélectriques, qui sont à l'origine de la dissipation de l'onde, ont un impact direct sur l'efficacité d'absorption. Cependant, des pertes trop importantes nuisent à la qualité de la résonance. Il est donc primordial de trouver un équilibre entre les termes Q_{rad} et Q_{diss} pour obtenir une absorption proche de 100 % (équation 1.27).

$$Q_{rad} = Q_{diss} \tag{1.27}$$

D'après l'équation (1.26), le terme de perte ne peut plus être modifié après le choix des matériaux et sa valeur est rarement très élevée. C'est par conséquent par l'étude de Q_{rad} en fonction de la période qu'il est possible de trouver la période optimale permettant de satisfaire la condition d'équilibre donnée par l'équation (1.27).

Nous avons essayé d'étudier l'influence de ce coefficient avec une structure périodique constituée de cubes de ferroélectrique $BaSrTiO_3$ (BST) [19], de permittivité ε_r = 130 posés sur un plan de masse métallique (Figure 1.15a).

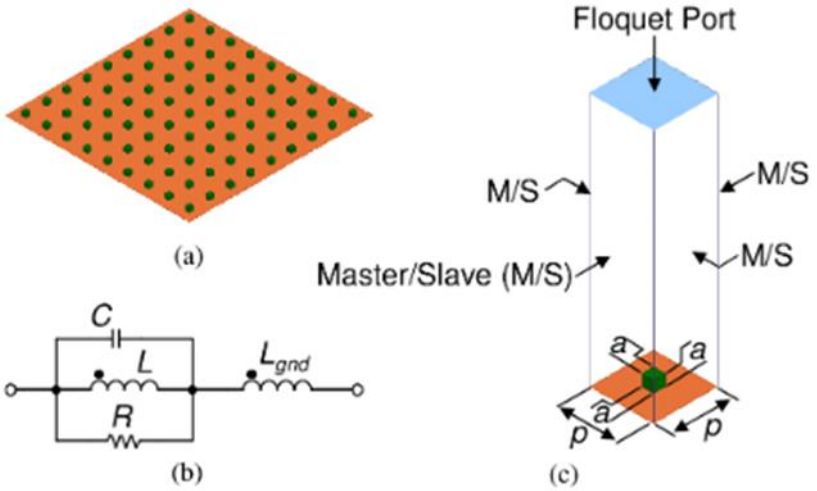

Figure 1.15 : a) Schéma de la structure périodique constituée de cubes diélectriques b) Schéma équivalent de la structure périodique c) Cellule unitaire considérée pour la simulation.

Notons *p* la période et *a* la taille de l'arrête du cube de BST. La Figure 1.15c montre la cellule unitaire considérée pour la simulation numérique effectuée avec l'aide du logiciel *Ansys HFSS*, l'onde incidente est modélisée par un port en guide d'onde. La période est modélisée par des conditions de périodicité maître/esclave. La Figure 1.16 montre l'influence de la période sur l'absorption de l'onde EM, on peut remarquer que pour une période de 1,83 mm, l'absorption atteint 100 %. Dès que l'on dépasse cette période optimale, l'absorption décroit car le critère de couplage critique n'est plus satisfait.

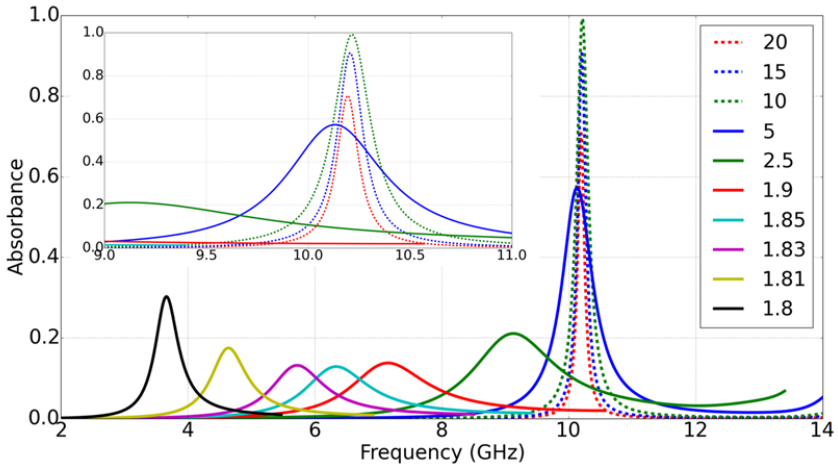

Figure 1.16 : Spectre d'absorption d'un réseau de résonateurs cubiques diélectriques (a = 1,8 mm et tanδ = 0,01) avec une période p = 1,8 à 20 mm. L'insert est un zoom du spectre d'absorption autour des résonances pour p = 2,5 à 20 mm.

Afin de comprendre le mécanisme d'absorption, nous appliquons un modèle électronique à la structure périodique. La Figure 1.15b montre son schéma équivalent, il est composé de deux parties. La première partie représente une association RLC parallèle correspondant à un circuit bouchon décrivant l'absorption de l'onde EM par résonance de Mie [20], l'autre partie du schéma équivalent représente la réponse du plan de masse excluant la base du cube de BST et modélise un comportement inductif (ce choix sera expliqué par la suite). Grâce à des simulations numériques, il est possible de déterminer l'expression de chaque paramètre en calculant les parties réelles et imaginaires de l'impédance de surface (au sommet des résonateurs) par le biais des coefficients de réflexions (équation (1.11)). La Figure 1.17 montre les différents termes de cette impédance complexe. On y observe les comportements classiques de la résonance, à savoir le maximum de la partie réelle de l'impédance, ainsi que la discontinuité de la partie imaginaire traduisant le passage d'un comportement inductif vers un comportement capacitif du résonateur. Cependant, pour des résonateurs classiques (en insert), la partie imaginaire passe par zéro à la résonance, ce qui n'est pas le cas pour cette structure. En effet, on peut noter une pente linéaire positive qui accompagne la partie imaginaire, et qui peut se traduire par un comportement inductif venant de la réponse du plan de masse sur le reste de la période. C'est pourquoi l'impédance équivalente du schéma Z_{eq} sera notée :

$$Z_{eq} = Z_{res} + j\omega L_{gnd} \tag{1.28}$$

Avec Z_{res} l'impédance de l'association RLC parallèle décrivant le résonateur dont le spectre est représenté en insert de la Figure 1.17, j le nombre imaginaire pur et L_{gnd} l'inductance propre de la réponse du plan de masse.

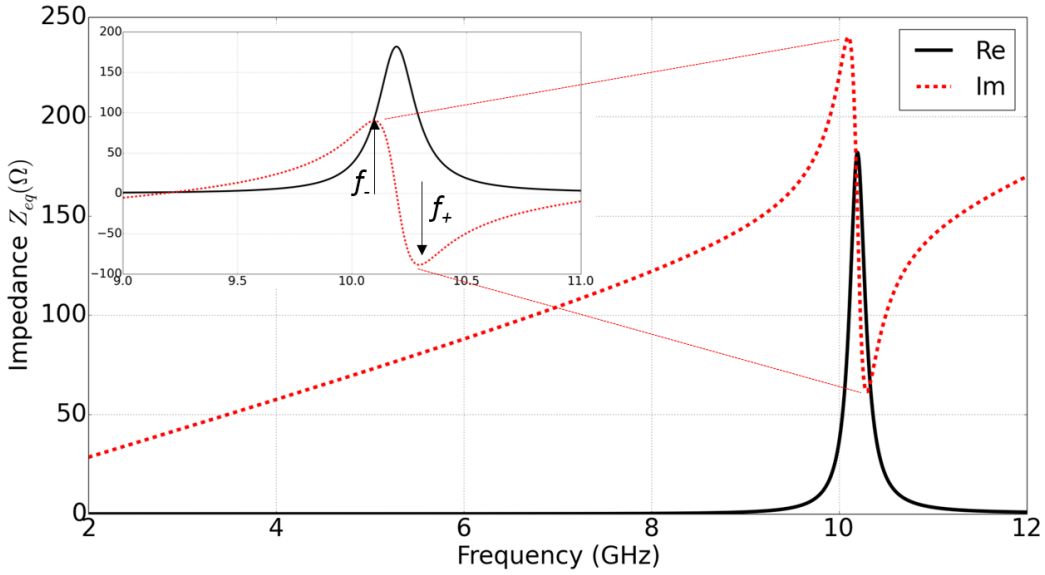

Figure 1.17 : Parties réelles et imaginaires de l'impédance équivalente Z_{eq} d'un réseau de résonateurs cubiques diélectriques et de l'impédance propre au résonateur Z_{res} en insert.

Si l'on pose f_+ et f_- les fréquences des maxima et minima respectivement de la partie imaginaire autour de la fréquence de résonance f_R, on peut déterminer les valeurs de R, L, C et L_{gnd} :

$$\begin{aligned} R &= \mathrm{Re}(Z_{eq})_{f_R}, L_{gnd} = \frac{\mathrm{Im}(Z_{eq})_{f_R}}{2\pi f_R} \\ C &= \frac{1}{2\pi}\frac{1}{R(f_+ - f_-)}, L = \frac{1}{2\pi}\frac{R(f_+ - f_-)}{{f_R}^2} \end{aligned} \tag{1.29}$$

Si l'on se concentre dans un premier temps sur la réponse du plan de masse, on peut représenter l'évolution de L_{gnd} en fonction de la période (Figure 1.18). Celle-ci montre une forte dépendance pour les faibles périodes en raison de la prédominance du comportement du résonateur. Plus on augmente la période, plus la proportion de diélectrique est négligeable par

rapport au plan métallique jusqu'à atteindre une valeur limite de 2,36 nH pour une période de 15 mm, soit très au-dessus de la période optimale de 1,83 mm.

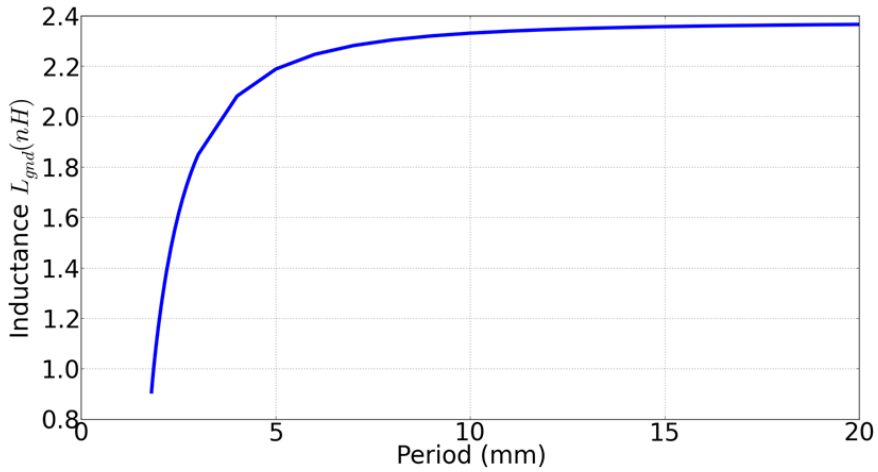

Figure 1.18 : Évolution de L_{gnd} en fonction de la période pour une perte diélectrique du cube tanδ = 0,005.

De la même manière, nous pouvons représenter les *R*, *L* et *C* décrivant le comportement du résonateur en fonction de la période pour différentes valeurs de la tangente de perte (Figure 1.19).

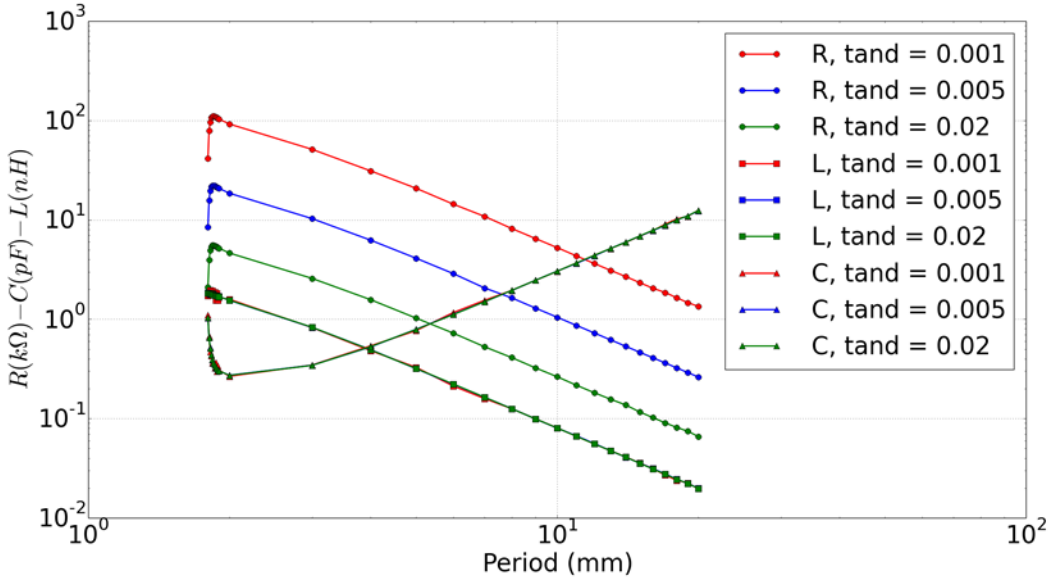

Figure 1.19 : Évolution des paramètres R, L et C du résonateur seul en fonction de la période pour des pertes diélectriques du cube tanδ = 0.001, 0.005 et 0.02.

La première tendance que l'on peut observer pour tous les paramètres, est que leurs variations sont très fortes pour des périodes faibles. Ceci se justifie par l'hypothèse de forts couplages. Ces trois paramètres ont ensuite un comportement monotone, proportionnel à p^2. Ceci peut s'expliquer par une diminution de Z_{res} avec la période car l'augmentation de p augmente la surface de la cellule unitaire suivant les directions x et y. Les décroissances de R et L accompagnent cette décroissance de Z_{res} car ces termes sont dimensionnellement proportionnels à l'impédance, à l'inverse de la capacité, qui elle, augmente avec la période. On peut noter que R diminue lorsque $tan\delta$ augmente. Ceci est attendu car la résistance est inversement proportionnelle à la conductivité σ qui peut s'exprimer à partir du terme du courant de déplacement de l'équation de Maxwell-Ampère :

$$\sigma = \varepsilon_r' \varepsilon_0 \omega \tan\delta \tag{1.30}$$

Enfin, on peut tracer l'évolution du coefficient de qualité radiatif en fonction de la période à partir de l'équation (1.25), (1.26) et de l'équation suivante donnant l'expression générale du facteur de qualité total :

$$Q_{tot} = \frac{f_R}{\Delta f} \tag{1.31}$$

Avec Δf la largeur de bande du pic d'absorption à mi-hauteur déterminé numériquement.

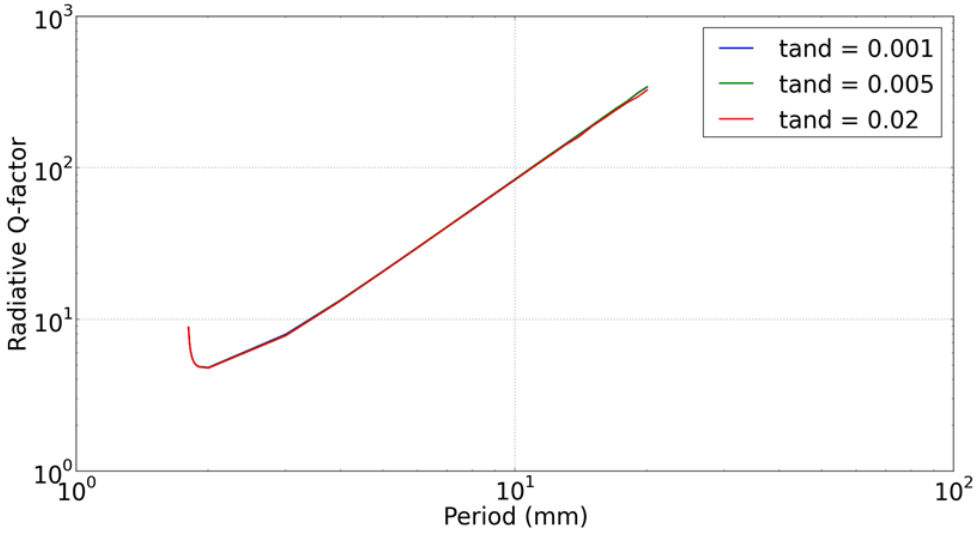

Figure 1.20 : Évolution du facteur de qualité en fonction de la période pour trois tangentes de pertes différentes.

La Figure 1.20 montre que le coefficient de qualité radiatif ne dépend pas de la tangente de perte qui est incluse dans le terme de dissipation de l'équation (1.26). Pour une période supérieure à 4 mm, on peut noter une dépendance quadratique du coefficient de qualité radiatif pour les mêmes raisons que pour les coefficients *R, L* et *C*. Ce comportement linéaire en échelle log permet un gain de temps lors de la phase de conception car il suffit d'effectuer deux simulations pour pouvoir tracer le profil entier de Q_{rad} au-dessus d'une période de 4 mm. Enfin, on observe une augmentation du coefficient radiatif pour les périodes proches de *a* qui correspondent au régime de fort couplage.

1.4 Conclusion

Les absorbants classiques types Salisbury, Dallenbach et Jaumann ont un concept assez simple basé sur la dissipation de l'onde EM par des interférences destructives. Cela permet de cibler efficacement les longueurs d'ondes que l'on souhaite absorber. Cependant le critère d'épaisseur correspondant au quart de la longueur d'onde peut être gênant pour satisfaire l'objectif de faibles épaisseurs, surtout pour les grandes longueurs d'ondes. La structuration de type FSS permet de sélectionner la fréquence d'absorption grâce à la taille du résonateur, cela permet de s'abstenir du critère quart d'onde. Cependant, la réponse des FSS est très sélective en fréquence et le couplage entre les patchs métalliques et le plan de masse doit être évité. Ceci a pour conséquence d'empêcher la réduction de l'épaisseur du diélectrique. C'est pourquoi, malgré la même condition de sélectivité en fréquence, la structuration à base de métamatériau semble la plus adaptée pour satisfaire au maximum le critère de la faible épaisseur grâce à la possibilité de générer un résonateur par la mise en regard d'un motif et du plan de masse.

La première étude concernant le critère d'adaptation d'impédance a montré que le caractère électrique seul rendait difficile la tâche d'absorption large bande des ondes EM. Cependant, l'ajout d'une contribution magnétique permet de simplifier cet objectif d'une part en réduisant des valeurs de permittivités nécessaires pour une absorption à 100 %, et d'autre part en élargissant la bande d'absorption avec l'aide de la dispersion de la perméabilité. C'est pourquoi la piste d'utilisation d'un matériau magnéto-diélectrique a été envisagée dans le chapitre 2.

La deuxième étude concernant le facteur de qualité reflète l'avantage de la structuration métamatériau permettant de choisir la fréquence que l'on souhaite absorber. Par contre, le fait de trouver une période optimale (correspondant à un facteur de qualité important) signifie que la bande d'absorption sera très étroite. C'est pourquoi cette étude sera exploitée dans le chapitre 2 pour coupler les résonances métalliques avec des matériaux magnéto-diélectrique.

Les chapitres 3 et 4 reviendront sur une structuration de type métamatériau avec des motifs métalliques posés sur des substrats purement diélectriques. Ces études consisteront à élargir la bande d'absorption par deux méthodes de structurations aléatoires de résonateurs. Ces études de métasurfaces désordonnées seront ensuite étendues dans le chapitre 5 avec une perspective de plateforme commune pour les ondes optiques et acoustiques.

Bibliographie

[1] W. Dallenbach et W. Kleinsteuber, « Reflection and absorption of decimeter-waves by plane dielectric layers », *Hochfrequenztech Elektroakust*, vol. 51, n° 152, 1938.

[2] D. K. Cheng, *Field and Wave Electromagnetics Second Edition*, 2e éd. Addison-Wesley Publishing Company, 1989.

[3] W. W. Salisbury, « Absorbent body for electromagnetic waves », US2599944A, 10-juin-1952.

[4] E. F. Knott, J. F. Schaeffer, et M. T. Tulley, *Radar Cross Section*. SciTech Publishing, 2004.

[5] B. Munk et John Wiley & Sons, *Frequency selective surfaces: theory and design*. New York: John Wiley, 2000.

[6] S. Peddakrishna, T. Khan, et B. K. Kanaujia, « Resonant characteristics of aperture type FSS and its application in directivity improvement of microstrip antenna », *AEU - Int. J. Electron. Commun.*, vol. 79, p. 199‑206, sept. 2017.

[7] F. Bagci, C. Mulazimoglu, S. Can, E. Karakaya, A. E. Yilmaz, et B. Akaoglu, « A glass based dual band frequency selective surface for protecting systems against WLAN signals », *AEU - Int. J. Electron. Commun.*, vol. 82, p. 426‑434, déc. 2017.

[8] S. Narayan, B. Sangeetha, T. V. Sruthi, V. Shambulingappa, et R. U. Nair, « Design of low observable antenna using active hybrid-element FSS structure for stealth applications », *AEU - Int. J. Electron. Commun.*, vol. 80, p. 137‑143, oct. 2017.

[9] J. Thirumal Murugan, T. R. Suresh Kumar, P. Salil, et C. Venkatesh, « Dual frequency selective transparent front doors for microwave oven with different opening areas », *Prog. Electromagn. Res. Lett.*, vol. 52, p. 11‑16, 2015.

[10] W. J. Padilla, D. N. Basov, et D. R. Smith, « Negative refractive index metamaterials », *Mater. Today*, vol. 9, n° 7‑8, p. 28‑35, juill. 2006.

[11] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, et W. J. Stewart, « Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 47, n° 11, p. 2075‑2084, nov. 1999.

[12] Y. Qiu Xu, P. Heng Zhou, H. Bin Zhang, L. Chen, et L. Jiang Deng, « A wide-angle planar metamaterial absorber based on split ring resonator coupling », *J. Appl. Phys.*, vol. 110, n° 4, p. 44102, août 2011.

[13] C. A. Balanis, *Antenna theory: analysis and design, 3rd ed (With CD)*. John Wiley & Sons, 2009.

[14] F. Ding, Y. Cui, X. Ge, Y. Jin, et S. He, « Ultra-broadband microwave metamaterial absorber », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, n° 10, p. 103506, mars 2012.

[15] P. Feng, W.-D. Li, et W. Zhang, « Dispersion engineering of plasmonic nanocomposite for ultrathin broadband optical absorber », *Opt. Express*, vol. 23, n° 3, p. 2328, févr. 2015.

[16] W. B. Weir, « Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies », *Proc. IEEE*, vol. 62, n° 1, p. 33‑36, janv. 1974.

[17] K. N. Rozanov, « Ultimate thickness to bandwidth ratio of radar absorbers », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 48, n° 8, p. 1230‑1234, août 2000.

[18] N. I. Landy, S. Sajuyigbe, J. J. Mock, D. R. Smith, et W. J. Padilla, « Perfect Metamaterial Absorber », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, n° 20, mai 2008.

[19] N. Fernez *et al.*, « Radiative Quality Factor in Thin Resonant Metamaterial Absorbers », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 66, n° 4, p. 1764‑1772, avr. 2018.

[20] J. Hao, V. Sadaune, L. Burgnies, et D. Lippens, « Ferroelectrics based absorbing layers », *J. Appl. Phys.*, vol. 116, n° 4, p. 43520, juill. 2014.

Chapitre 2

Conception d'absorbants à partir d'un matériau ferromagnétique

Dans l'optique de viser une bande d'absorption comprise entre 1 et 4 GHz avec un absorbant ultra mince, il parait peu judicieux d'utiliser des matériaux diélectriques classiques à faible permittivité tel que l'époxy. C'est pourquoi nous nous sommes penchés sur l'utilisation d'un composite ferromagnétique composé de polyéthylène, de nickel et de fer qui aura pour rôle de faciliter la dissipation de l'onde EM par les pertes magnétiques d'une part [1] *et d'autre part par l'introduction d'une perméabilité connue pour conduire à des propriétés d'absorption large bande* [2], [3].

2.1 Élaboration et caractérisation électrique du composite PE-NiFe

Le composite ferromagnétique composé de polyéthylène (PE) et de particules de Nickel-Fer (NiFe) a été élaboré à l'Université de Bretagne Occidentale (UBO) [4]. Les particules ferromagnétiques de NiFe sont fournies sous forme de poudre par *Goodfellow* et le PE par *Enichem*. Les particules sphériques de NiFe sont mélangées au PE par deux méthodes différentes. La première méthode consiste à utiliser un mélangeur à hélice dans un bécher posé sur une plaque chauffante afin de mélanger les deux composants à haute température pendant l'état de fusion. La deuxième méthode nécessite l'utilisation de la machine *DSM Xplore Twin-Screw* qui permet de fondre simultanément la poudre et le PE à 200°C et de les mélanger à une vitesse de 50 tours par minute. Après mélange, tous les échantillons sont comprimés à 200°C de façon à former une plaque de 2 mm d'épaisseur. Enfin, la pression est augmentée séquentiellement de 5 à 25 MPa pour éviter la formation de bulles d'air. La Figure 2.1 montre une image au microscope électronique à balayage (MEB) du composite PE-NiFe contenant 60% de polymère et 40% de sphères métalliques d'un diamètre moyen de 5 µm.

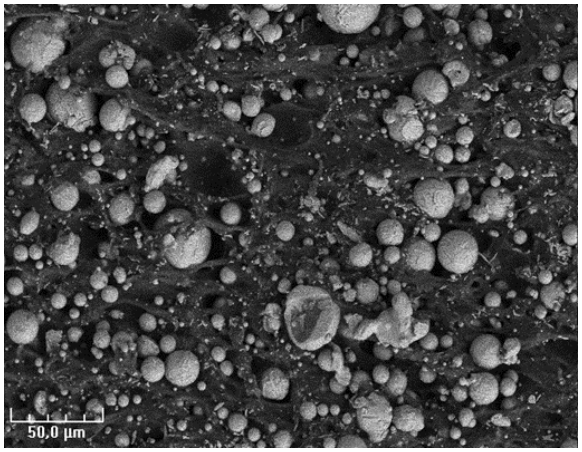

Figure 2.1 : Image MEB du composite PE-NiFe

Afin d'absorber les ondes EM dans une large bande de fréquence, il est nécessaire d'avoir une connaissance précise des propriétés électrique et magnétique du composite. Pour cela, le composite synthétisé a été inséré dans une cellule coaxiale et caractérisé à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel. Tout d'abord, la référence a été établie à l'aide d'un câble coaxial (APC7 standard) sans matériau. Ensuite, un échantillon du matériau composite a été inséré sous forme toroïdale avec un diamètre intérieur de 3,04 mm et un diamètre extérieur de 7 mm. On y mesure les coefficients de réflexion S_{11} et de transmission S_{21} pour ensuite remonter aux valeurs complexes de ε_r et μ_r par la méthode d'inversion de Weir [5]. Ces propriétés EM sont représentées sur la Figure 2.2 dans la bande de fréquence [1-12 GHz] [6]. On observe une partie réelle de la permittivité supérieure à 9. Cette valeur est supérieure à celle présentée par les substrats conventionnels, ce qui est un atout pour viser une faible

épaisseur compte tenu de la longueur d'onde dans le matériau. On peut également noter la forte dispersion de la partie imaginaire de la perméabilité allant de 1,5 pour 1 GHz à 0,5 pour 12 GHz. La dispersion des propriétés EM est primordiale pour l'objectif d'une absorption large bande car cela peut permettre de satisfaire le critère d'adaptation d'impédance sur une certaine plage de fréquence. Comme illustré par l'équation (2.1) qui décrit l'adaptation d'impédance à partir de la méthode des lignes de transmissions [7].

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_r}{\mu_r}} = j\tan\left(\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_r\mu_r}e\right) \tag{2.1}$$

où j est le nombre imaginaire pur et e l'épaisseur du matériau.

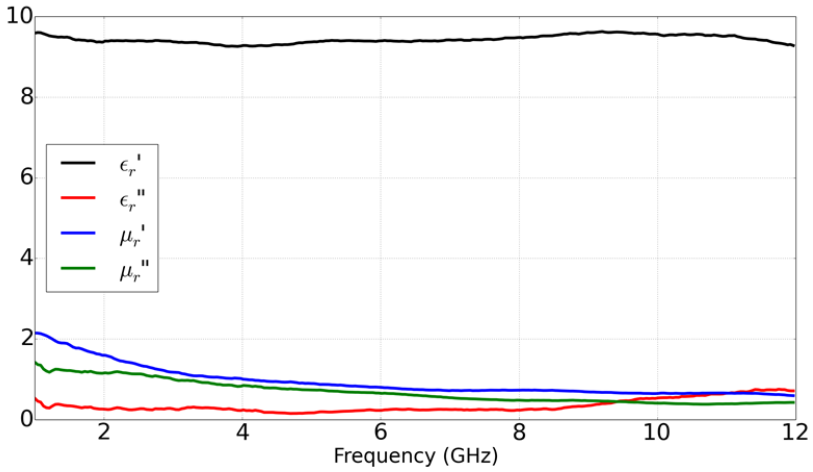

Figure 2.2 : Parties réelles et imaginaires de spectres de permittivité et de perméabilité du PE-NiFe.

Ces valeurs de permittivité et de perméabilité sont ensuite intégrées dans le logiciel de calcul *CST* (Computer Simulation Technology) pour simuler une couche de PE-NiFe dont l'épaisseur est de 5 mm. Cette couche est déposée sur un plan métallique uniforme, empêchant ainsi la transmission de l'onde EM. Pour la simulation, on considère une cellule unitaire carrée de 60 mm de côté excitée par une onde TEM suivant la direction z. Enfin on applique des conditions Perfect Electric Conductor (PEC) pour simuler un plan de masse métallique infini. On extrait le S_{11} simulé pour ensuite remonter à l'absorption A par l'équation 2.2 qui est donnée en Figure 2.3.

$$A = 1 - S_{11}^{\ 2} \tag{2.2}$$

On observe sur la Figure 2.3 un maximum d'absorption proche de l'unité à 3,89 GHz qui est relié au phénomène de résonance à $\lambda_g/4$ décrit dans le chapitre 1. Ce pic d'absorption est accompagné d'une légère augmentation à 60% vers 12 GHz. Une largeur de bande relative de 63% est à noter pour 90 % d'absorption, ce qui est assez important compte tenu de l'épaisseur de la couche composite ferromagnétique ($\lambda_0/15$). Cet élargissement peut s'expliquer d'une part par les propriétés magnétiques connues pour leurs effets large bandes [2] et d'autre part en raison de la forte perte magnétique qui par réduction du coefficient de qualité contribue à un élargissement de la résonance. À partir d'un substrat composé de ce nouveau matériau, il s'agit, dans un premier temps, d'ajouter un patch métallique dans le but d'obtenir des pics de résonance supplémentaires afin d'élargir la bande d'absorption [8]–[11]. Cette démarche a été initiée dans le cadre du projet ANR ASTRID 3DRAM pendant le post-doctorat de Ronan Niemiec.

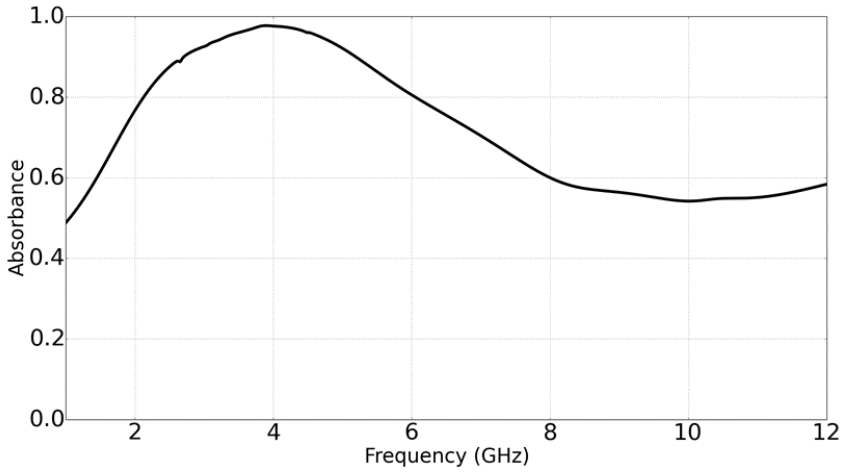

Figure 2.3 : Spectre d'absorption d'une couche uniforme de 5 mm de composite PE-NiFe posée sur un plan de court-circuit.

2.2 Structuration du composite PE-NiFe par motifs métalliques

2.2.1 Effet de la résonance du patch

La structure et les conditions aux limites choisies seront les mêmes que précédemment. La période est désormais de 18 mm et on intègre un patch métallique carré de 9 mm de côté et d'épaisseur nulle défini comme un conducteur électrique parfait (PEC). Ce patch est dans un premier temps ajouté sur la surface du PE-NiFe d'épaisseur 5 mm. Comme le montre la Figure 2.4, la résonance est décalée vers les basses fréquences en accord avec la résonance du patch (2,4 GHz), cependant la réponse du patch semble atténuer voire annuler la

réponse de l'écran de Dällenbach [12] constitué par la couche de PE-NiFe. Si l'on regarde la carte de champ électrique (Figure 2.5), on observe une faible concentration du champ sous le patch, ce qui témoigne de l'absence de la résonance magnétique impliquant l'interaction entre le patch et le plan de masse. Ceci s'explique par les fortes pertes du composite qui nuisent à la qualité de cette résonance d'origine géométrique. La résonance magnétique décrite dans le chapitre 1 peut s'apparenter à une surtension présente sous le patch. Si l'on fait une analogie avec un circuit RLC, la forte perte équivaut à avoir une résistance importante qui diminue le facteur de qualité et ainsi diminue l'efficacité de la résonance. Il reste cependant une absorption proche de l'unité qui est due à une résonance de type FSS [13] en raison de la forte interaction des champs électriques entre les patchs. Afin de profiter de la résonance magnétique, le patch va être enterré dans le composite pour augmenter la surtension entre le patch et le résonateur.

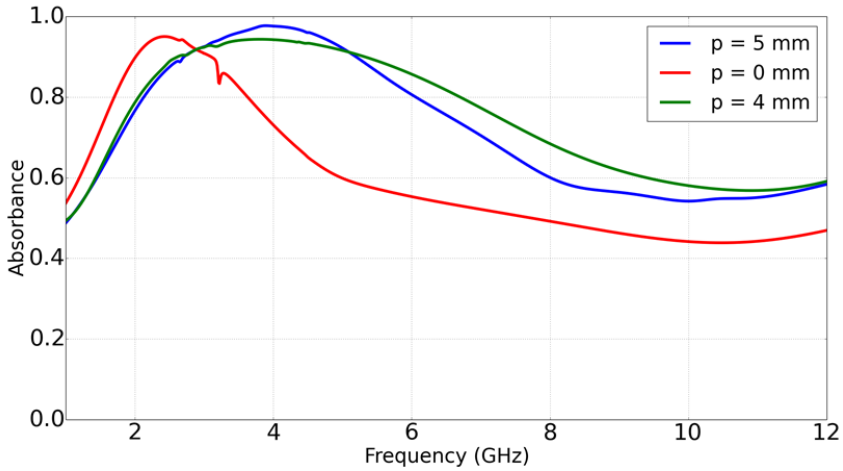

Figure 2.4 : Comparaison du spectre d'absorption pour un patch déposé sur la surface du PE-NiFe (courbe rouge), un patch enterré à 4 mm de profondeur dans le composite (courbe verte) et un patch posé sur le plan de masse au fond du composite ferromagnétique (courbe bleue).

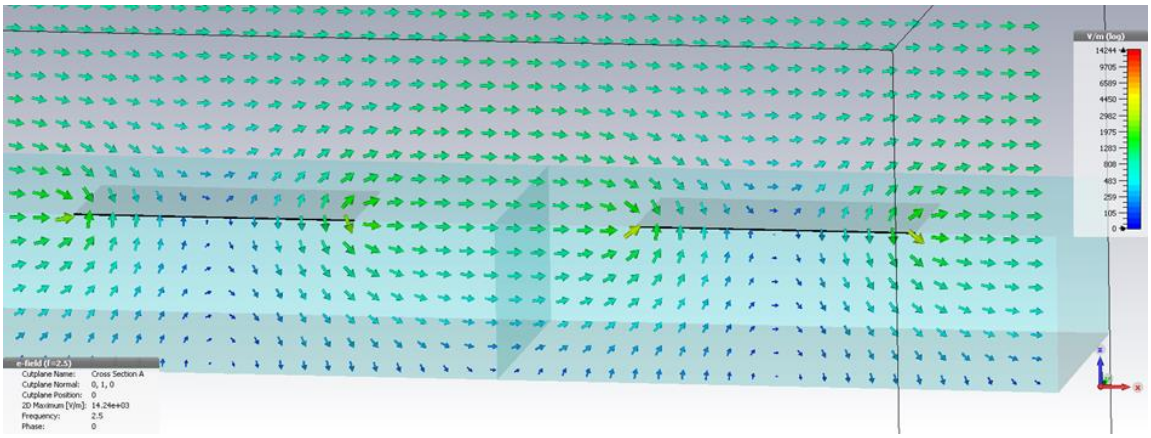

Figure 2.5 : Carte de vecteurs champs électriques à travers une coupe de deux cellules unitaires en leurs moitiés. Les flèches vertes indiquent un champ important et les bleues indiquent un champ presque nul.

Les deux profondeurs *p* choisies sont de 4 mm et 5 mm. L'enterrement de 5 mm met en contact le patch et le plan de masse, conduisant ainsi à la réponse du composite seul. La Figure 2.4 montre bien que l'on profite de la résonance du patch avec l'absorption du composite pour p = 4 mm, ce qui entraîne à un élargissement de la bande d'absorption.

Néanmoins, pour obtenir cet effet d'élargissement, la difficulté technologique de l'enterrement du patch se pose. C'est pourquoi il est utile d'ajouter une couche supplémentaire d'un matériau qui supportera ce patch métallique.

2.2.2 Ajout d'une couche d'Epoxy FR4

La Figure 2.6 montre la nouvelle structure après l'ajout d'une couche d'Epoxy FR4. Cette modification présente l'intérêt de faciliter la fabrication de l'échantillon en évitant l'enterrement du patch à l'intérieur du composite. Le deuxième avantage est lié à la faible tangente de perte du FR4 qui contribue à l'efficacité de la résonance par boucle de courant entre le plan de masse et le patch. L'idée de cette structure et de profiter à la fois du pic de résonance du métamatériau et de l'absorption large bande du composite pour élargir la bande. Les conditions aux limites appliquées sur la cellule unitaire sont les mêmes qu'au paragraphe précédent et donnent lieu à un spectre d'absorption représenté sur la Figure 2.7.

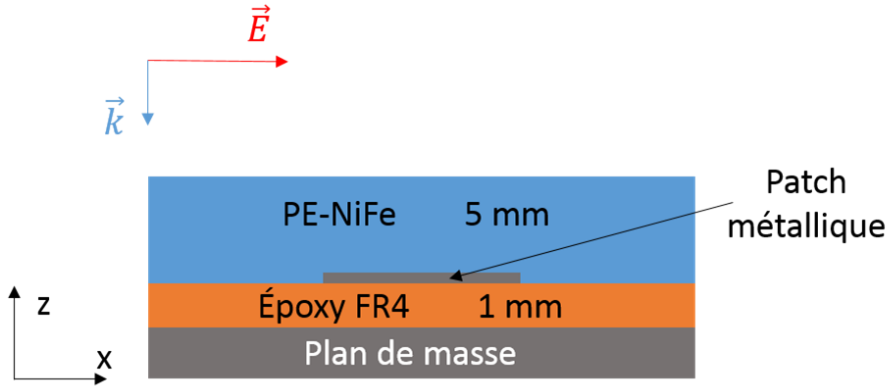

Figure 2.6 : Schéma de la structure de la cellule unitaire de taille 18x18 mm² avec un plan de masse simulé par une condition PEC, une couche d'Epoxy FR4 de permittivité ε_r = 4,3(1-j0,025) servant de support à un patch de 9x9 mm² et d'épaisseur nulle. L'ensemble est recouvert d'une couche de composite PE-NiFe uniforme d'épaisseur 5 mm.

Le spectre d'absorption de la Figure 2.7 pour la structure résonante (courbe bleue) peut se décomposer en deux parties. Un premier pic situé à 3,79 GHz correspond au maximum d'absorption du composite. Celui-ci est légèrement décalé par rapport au pic du composite seul (3,89 GHz) en raison de la présence d'Epoxy FR4 qui remplace la couche d'air, augmentant ainsi l'indice effectif du milieu. Un second pic apparait à 2,89 GHz en raison de la résonance entre le patch et le plan de masse. La structure absorbe 90 % de l'onde incidente entre 2,35 et 4,57 GHz, ce qui donne une largeur de bande relative de 64 %. En raison d'une épaisseur plus importante, le pic d'absorption se trouve à une fréquence plus basse (2,94 GHz). La largeur de bande à 90 % s'étend de 2,07 à 4,13 GHz ce qui correspond

à une largeur de bande relative de 66 %, plus importante que celle de la structure résonante. Apparemment, l'ajout d'un patch métallique n'est pas suffisant pour élargir la bande d'absorption. Compte tenu du fait que les largeurs de bandes relatives sont assez proches. Il semblerait envisageable d'obtenir une meilleure largeur de bande relative en élaborant une structure multi-patchs incluant des motifs de tailles différentes [14], [15].

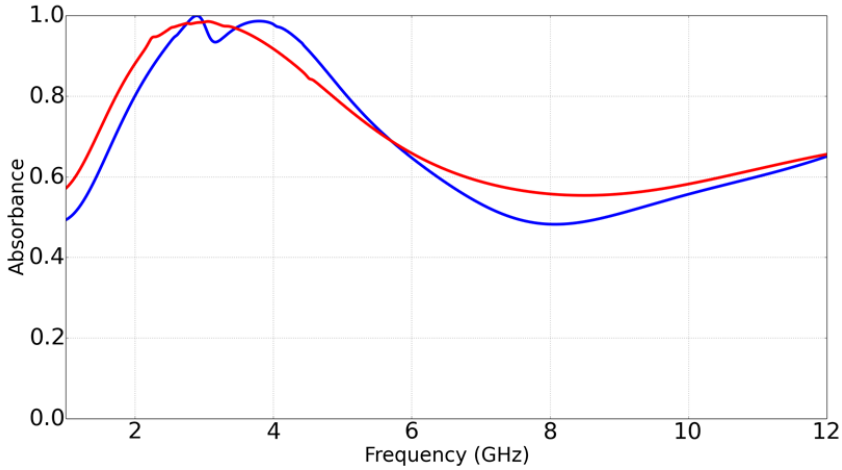

Figure 2.7 : Spectre d'absorption de la structure résonante représentée sur la Figure 2.6 (courbe bleue) et d'une couche uniforme de PE-NiFe de 6 mm d'épaisseur (courbe rouge).

2.2.3 Amélioration de la largeur de bande par structuration multi-patch

Les épaisseurs de l'Epoxy et du composite sont les même que dans le paragraphe précédent. La structure multi-patch présente à l'interface entre le FR4 et le composite est représentée sur la Figure 2.8 où les trois tailles de patchs carrés sont 19, 24 et 29 mm. Trois patchs de chaque taille servent à définir une cellule unitaire de 135 mm de période.

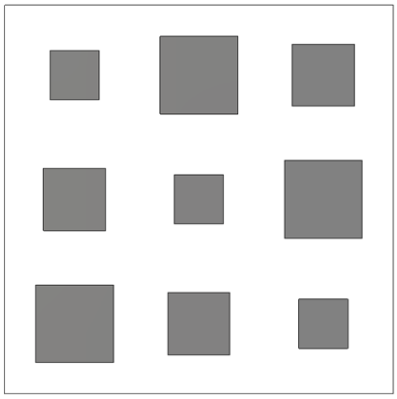

Figure 2.8 : Cellule unitaire illustrant la disposition des patchs métalliques sur l'interface entre l'Epoxy et le PE-NiFe

Les patchs sont disposés de cette façon afin d'éviter toute dépendance à la polarisation. La Figure 2.9 décrit le spectre d'absorption de la structure multi-patches.

On observe bien que l'apport du multi-patch améliore la bande d'absorption allant de 2,33 à 4,64 GHz soit 66 % de largeur de bande relative, ce qui est similaire à la couche uniforme de 6 mm de PE-NiFe. Un creux en dessous de 90% d'absorption s'ajoute avec le pic dû à la résonance du patch de 29 mm dont la bande de fréquence démarre de 2,03 à 2,13 GHz correspondant à une largeur de bande relative de 5 %. On obtient ainsi une largeur de bande relative de 69 %. L'ajout des patchs métalliques permet de compléter l'absorption du composite avec des pics de résonance, ce phénomène peut être mis en évidence par caractérisation expérimentale.

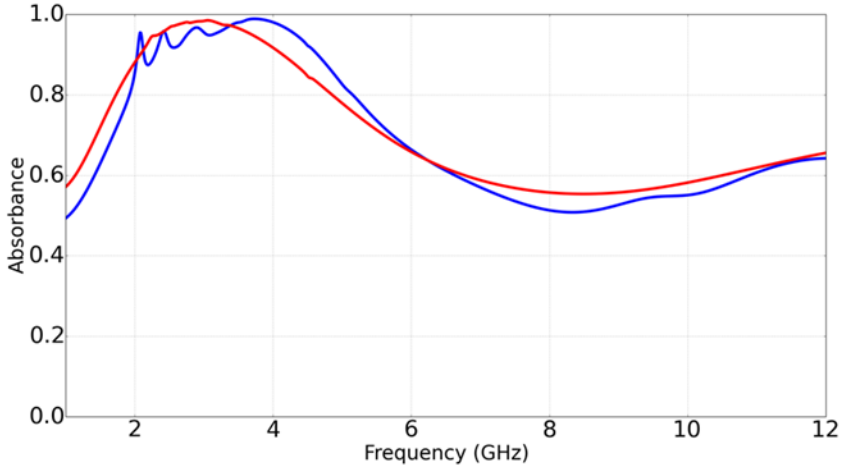

Figure 2.8 : Spectre d'absorption de la structure multi-patchs (courbe bleue) et d'une couche uniforme de PE-NiFe d'épaisseur 6 mm (courbe rouge).

2.2.4 Caractérisation expérimentale

Idéalement, la validation expérimentale consisterait à effectuer des mesures en champ lointain en juxtaposant plusieurs cellules unitaires pour définir un échantillon de grande dimension devant la longueur d'onde. Sachant que la fréquence la plus faible est de 2 GHz l'échantillon doit avoisiner une taille de 60x60 cm^2 avec une période de 13,5 cm, il est assez difficile de fabriquer un bloc aussi large de composite PE-NiFe. C'est pourquoi notre choix s'est porté sur des mesures en guide d'onde qui fourniront une démonstration de principe du phénomène physique.

Les mesures ont été faites au Lab-Sticc de Brest, à l'aide de transitions guide d'onde/coaxial (Figure 2.9) pour relier le guide à un analyseur de réseau. La gamme de fréquence du guide s'étend de 2,6 à 3,95 GHz.

L'ouverture du guide est de 7,2x3,4 cm^2, impliquant ainsi un redimensionnement de la structure avec moins de patchs que précédemment. Ce redimensionnement a fait l'objet d'une campagne de simulations à l'aide du logiciel *HFSS*. Un bloc de PE-NiFe de taille 72x34x5 mm^3 a été fabriqué. Trois échantillons de patchs avec une couche d'époxy de 1 mm

d'épaisseur sont également utilisés pour effectuer les comparaisons : Un avec un patch carré de côté 18 mm, un avec deux patchs carrés de 18 mm et enfin un troisième avec deux patchs carrés de tailles différentes (18 et 21 mm). Enfin, un court-circuit fait office de plan réflecteur (Figure 2.9). Une procédure de calibration SOLT à 2 ports sera effectuée avant de caractériser les échantillons.

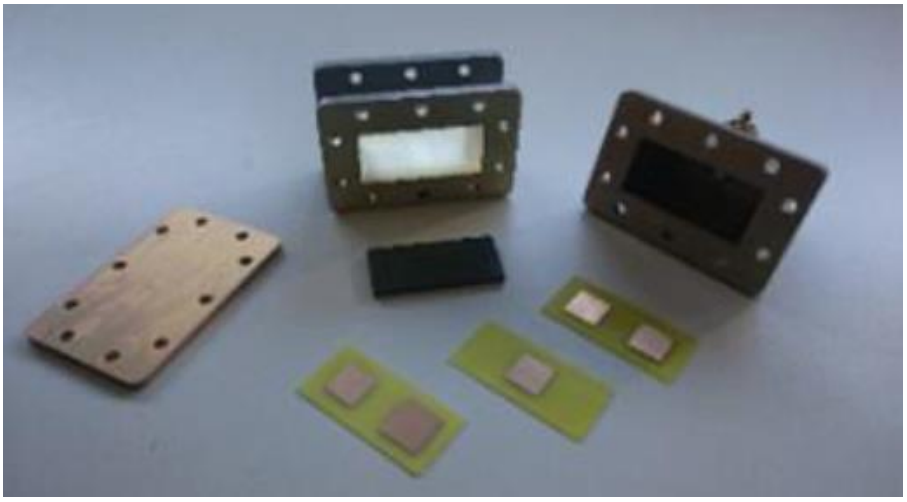

Figure 2.9 : Photo de la transition guide/coaxial à droite, avec un court-circuit à gauche, un bloc de composite PE-NiFe au milieu et les trois structures patchs en bas.

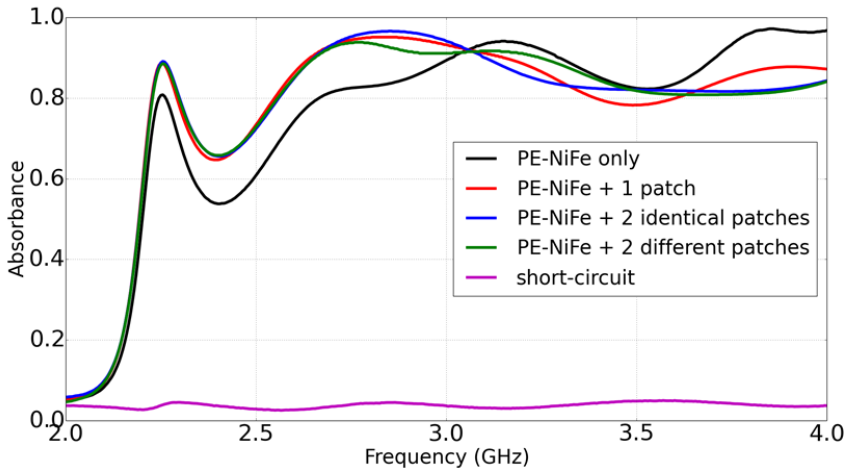

Figure 2.10 : Spectre d'absorption obtenu par mesure en guide d'onde en réflexion d'un simple court-circuit (courbe magenta), du ferromagnétique seul (courbe noire), avec un patch (courbe rouge), avec deux patchs identiques (courbe bleue) et avec deux patchs différents (courbe verte)

Avant de caractériser un échantillon, une vérification de la calibration est de mise, en mesurant uniquement la réflexion du court-circuit. La courbe magenta de la Figure 2.10 montre bien que l'absorption est pratiquement nulle (de l'ordre de 0,02) et se trouve à la même amplitude qu'en basse fréquence correspondant à la coupure du guide. Cette vérification permet de valider la calibration. La courbe noire décrit le spectre d'absorption du composite seul dont le niveau d'absorption devient maximum à 3,1 GHz. On peut noter une différence de maximum par rapport à la Figure 2.3 où le pic maximum se situait à 3,81 GHz. Cette baisse de fréquence s'explique par la dispersion du guide d'onde pour le mode TE qui change ainsi l'impédance vue par l'onde EM par la relation (2.3) [16].

$$Z = \frac{Z_0}{\sqrt{1-\left(\frac{f_c}{f}\right)^2}} \tag{2.3}$$

Où Z est l'impédance du guide d'onde, Z_0 l'impédance du vide, f la fréquence de l'onde EM et f_c la fréquence de coupure du guide. On peut noter également une forte absorption apparente à partir de 4 GHz, qui traduit l'apparition des modes d'ordre supérieurs du guide. Par conséquent, la baisse de la réflectivité du mode fondamental traduit un transfert de puissance vers les modes supérieurs. Ce mécanisme ne peut donc pas être associé à l'absorption dans le composite structuré. La courbe rouge de la Figure 2.10 illustre l'ajout d'un patch métallique. Comme attendu un pic d'absorption correspondant à la résonance du patch apparait à 2,81 GHz. Le pic du composite est bien présent mais légèrement atténué. La présence de deux patchs dans le guide améliore l'efficacité d'absorption par augmentation du nombre de centres absorbants, cependant la présence des patchs métalliques diminue la capacité d'absorption du composite seul à haute fréquence (entre 3,5 et 4 GHz) qui passe de 95 à 80 %. Enfin, la courbe verte décrit le spectre d'absorption en présence de deux patchs de tailles différentes. Deux pics d'absorption apparaissent à 2,75 et 3,16 GHz, ce qui se traduit par une augmentation de la largeur de bande relative de 15 % pour deux patchs de même taille à 20 % pour deux tailles différentes.

2.2.5 Bilan

La démonstration de l'élargissement de la bande d'absorption s'avère concluante. Néanmoins, trois critiques apparaissent.

La première est liée à la difficulté de réalisation en raison du volume important de composite PE-NiFe nécessaire. Il est à noter que les conditions de mesures en guide d'onde sont assez éloignées des conditions d'utilisation (mode TE_{01} et non TEM, impossibilité de travailler sous incidence oblique).

La seconde critique concerne l'élargissement très relatif de la bande d'absorption par la présence de trois patchs par rapport à une couche uniforme de PE-NiFe. En effet, cet élargissement n'est que de 5 % et ne peut être obtenu qu'au prix d'une complexité technologique.

La dernière critique concerne la perte de réponse du composite par la présence d'un patch métallique. Une forte absorption due à la résonance du patch et bien présente mais le pic à tendance à se creuser autour de la fréquence de résonance (Figure 2.8) parasitant ainsi l'effet large bande. Ce phénomène peut s'expliquer par le fait que, hors fréquence de résonance, le patch se comporte comme un plan métallique qui va réfléchir l'onde. Par contre cet effet ne se présente plus pour des fréquences beaucoup plus faibles ou grandes. Pour les basses fréquences, la longueur d'onde est tellement grande par rapport au patch que l'effet réflecteur est négligeable. Enfin pour les hautes fréquences, la réflexion devrait être plus significative mais la forte perte du ferromagnétique atténue l'onde très rapidement dès pénétration dans le composite, ce qui réduit l'importance de sa composante réfléchie. Malgré tout, la piste de patchs métalliques couplée à de fortes pertes électromagnétiques ne semble pas concluante pour élargir de manière significative la bande d'absorption. C'est pourquoi la voie d'une structuration du PE-NiFe sans métallisation sera explorée.

2.3 Structuration du composite PE-NiFe par détourage périodique

2.3.1 Simulation numérique des structures absorbantes

Une première idée de structuration simple impliquant uniquement le PE-NiFe consiste à détourer le matériau [17]. Il s'agit dans un premier temps de démontrer l'efficacité du détourage pour élargir la bande d'absorption. Pour cela, nous allons définir une cellule unitaire de période *a* (Figure 2.11). L'épaisseur du PE-NiFe sera fixée à 13 mm. Enfin, le détourage dépendra de la période et sera noté $d = a/10$.

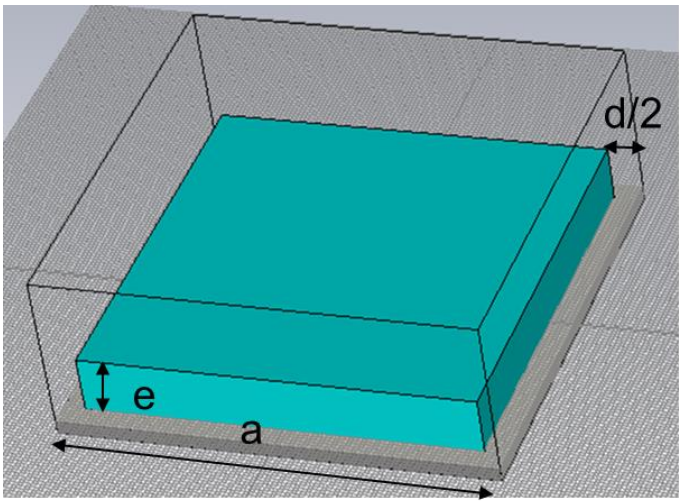

Figure 2.11 : Cellule unitaire d'une couche de composite PE-NiFe posé sur un plan métallique. Avec e = 13 mm, a la période et le détourage d = a/10.

La Figure 2.12 représente les spectres d'absorption pour différentes tailles de blocs dont les bilans en termes de fréquence de résonance et de largeur de bande sont regroupés dans le Tableau 2.1.

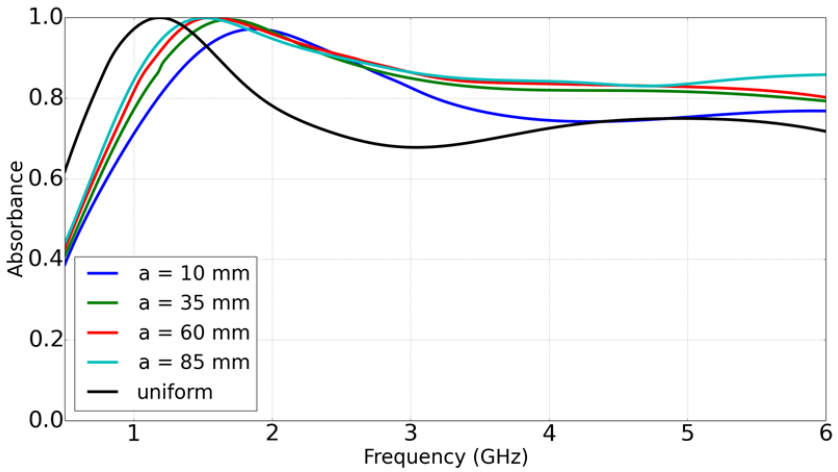

Figure 2.12 : Spectres d'absorption d'une couche de ferromagnétique uniforme de 13 mm d'épaisseur (courbe noire), d'un bloc de PE-NiFe de 9 mm de côté (courbe rouge), de 31,5 mm de côté (courbe bleue), de 54 mm de côté (courbe verte) et de 76,5 mm de côté (courbe magenta)

Période *a* (mm)	Détourage *d* (mm)	Taille d'un côté du bloc (mm)	Fréquence de résonance (GHz)	Largeur de bande relative (%)
Plan uniforme	0	x	1,18	63
10	1	9	1,87	55
35	3,5	31,5	1,69	66
60	6	54	1,56	77
85	8,5	76,5	1,5	78

Tableau 2.1 : Bilan de fréquences de résonances et de largeur d'absorption pour le composite détouré.

Le Tableau 2.1 montre que le détourage a un effet d'absorption vers les hautes fréquences lié au fait que la permittivité effective de la structure diminue avec la présence d'air. Les fréquences de résonances sont cependant différentes bien que le rapport surface d'air/ surface de composite soit identique pour tous les détourages. Plus la taille du bloc de composite est faible plus la fréquence de résonance est élevée. Ceci est attendu et conduit à la fréquence la plus basse en cas de couche uniforme. La présence de la fente permet une augmentation de la largeur de bande par l'introduction d'un mode supplémentaire.

On observe dans la Figure 2.13 que le champ électrique se localise dans la fente qui, en première approximation, peut être perçue comme un puits de potentiel par analogie avec la physique des semi-conducteurs. Ainsi une partie du champ électrique se dirige vers le composite par le biais des interfaces, ce qui favorise l'absorption. Cette absorption se fait à plus haute fréquence car l'onde est confinée dans l'air. On peut penser qu'une structuration avec plusieurs tailles de blocs pourrait éventuellement générer des modes supplémentaires couplés, en augmentant les possibilités de confinement.

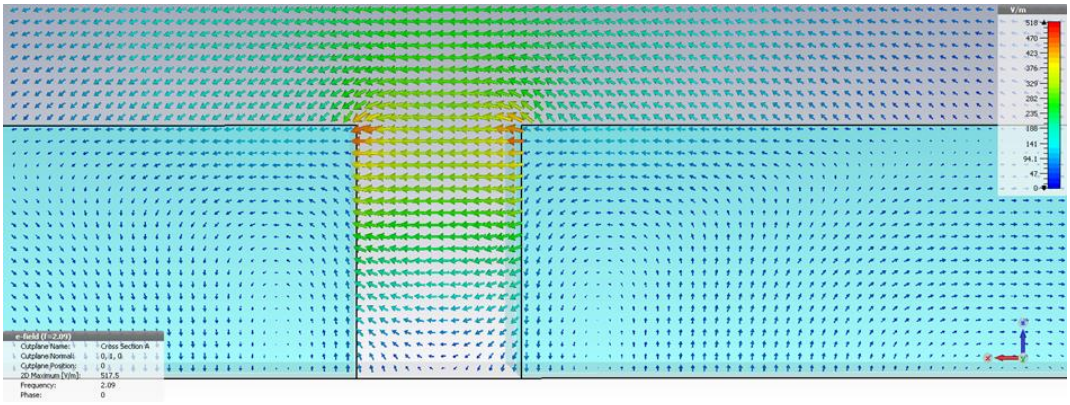

Figure 2.13 : Carte de champ électrique localisé dans la fente entre deux blocs de composites de PE-NiFe à une fréquence de 2,24 GHz.

La Figure 2.14 montre une structure détourée avec deux tailles de blocs. La demi-période *a* est égale à 120 mm, le détourage *d* vaut 15 mm et l'épaisseur est de 10 mm. Son spectre d'absorption est décrit sur la Figure 2.15.

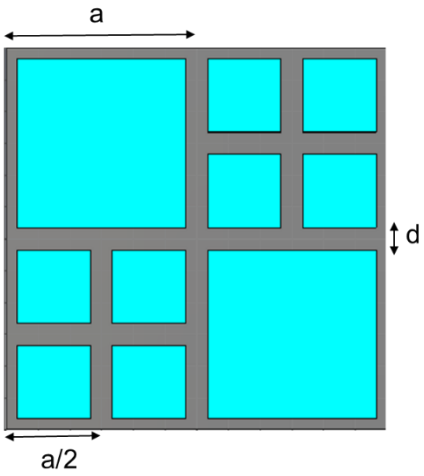

Figure 2.14 : Structure détourée composée de deux tailles de blocs de PE-NiFe de 105 mm et 45 mm de largeur.

La courbe verte de la Figure 2.15 représente le spectre d'absorption d'un réseau de plots détourés de 15 mm et de 105 mm de côté. On y retrouve deux pics d'absorption reliés aux deux phénomènes cités précédemment. C'est-à-dire l'absorption de la couche intrinsèque à 1,84 GHz et par les modes de fentes à 4,67 GHz. On y retrouve la même tendance pour la structure réseau détourée de 15 mm et de 45 mm de côté (courbe bleue). Les différences résident dans le décalage vers les hautes fréquences et la baisse de l'absorption intrinsèque du composite car le pourcentage d'air par rapport au volume total sur une période est supérieur. Cependant l'absorption liée aux modes de fentes se retrouve amplifiée. Le spectre d'absorption de la structure Figure 2.14 (courbe rouge) permet de coupler les deux phénomènes, c'est-à-dire l'absorption *λ/4* du plot de 120 mm et les résonances venant des plots deux fois plus petits. Le bilan de fréquences et de largeur de bandes d'absorption est décrit par le Tableau 2.2.

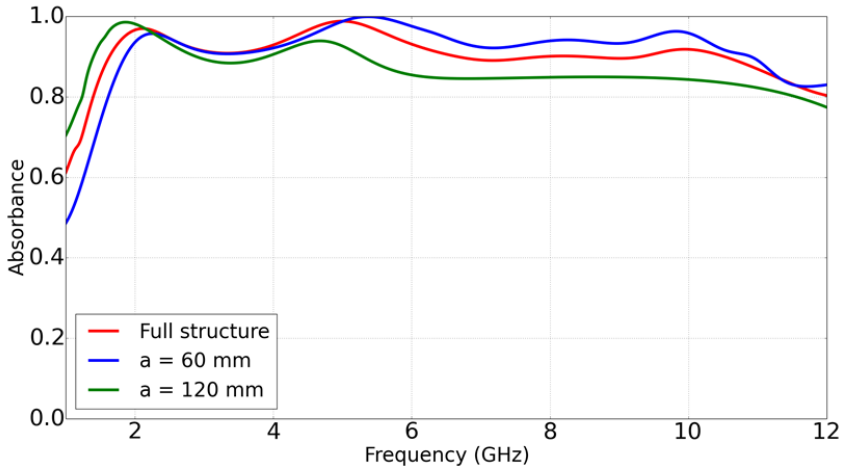

Figure 2.15 : Spectre d'absorption de la structure de la Figure 2.14 (en rouge), d'un réseau de plots détourés de 15 mm avec une période de 120 mm (courbe verte) et d'un réseau de plots détourés de 15 mm avec une période de 60 mm (courbe bleue).

Structure	Fréquence minimum à 90 % d'absorption (GHz)	Fréquence maximum à 90 % d'absorption (GHz)	Fréquence centrale (GHz)	Largeur de bande (GHz)	Largeur de bande relative (%)	Largeur de bande relative entre dans la bande 1-4 GHz (%)
Réseau de plots 45x45x10 mm^3	1,85	10,87	6,36	9,02	142	73
Réseau de plots 105x105x10 mm^3	1,30	2,88	2,13	1,49	70	70
Structure bi-size	1,64	6,64	4,14	5	120	83

Tableau 2.2 : Bilan de fréquences de résonances et de largeurs d'absorption des spectres d'absorptions de la Figure 2.14

D'après le Tableau 2.2 il est clair que le réseau de plots de taille moins importante offre une largeur d'absorption bien supérieure à la structuration plus complexe mais, comme dit précédemment, la fréquence de la résonance intrinsèque du composite augmente, ce qui est préjudiciable sachant que l'objectif est de viser l'absorption des basses fréquences (typiquement dans la bande 1-4 GHz). De plus, même si le réseau de plots de taille plus importante offre une fréquence centrale de résonance plus basse, sa largeur de bande n'est pas suffisante et ne permet pas de profiter pleinement des modes de fentes dans la bande 1-4 GHz. La structure avec les deux tailles permet de profiter à la fois de la résonance intrinsèque et des modes de fentes dans la gamme de fréquence souhaitée. Ceci se vérifie avec 83 % de largeur de bande relative dans la bande 1-4 GHz au lieu de 70 et 73 % pour les autres structures.

Un autre intérêt de la structuration par détourage concerne la perte de masse de l'absorbant qui est un critère non négligeable dans la perspective d'application en furtivité. À partir de cette structuration, on peut déterminer une épaisseur équivalente d'une couche uniforme de composite $e_{équ}$ en effectuant l'égalité des volumes d'une couche uniforme de PE-NiFe sur une période carrée de $2a$ et de la structuration de la Figure 2.14 (équation (2.4)).

$$4a^2 e_{équ} = e(2(a-d)^2 + 8(\frac{a}{2}-d)^2) \tag{2.4}$$

Avec a la demi-période, e l'épaisseur des blocs de composite et d le détourage. La partie droite de l'équation se compose en une somme de deux termes, le premier correspond au volume des blocs les plus grands comptés deux fois et le second correspond au volume occupé par les 8 petits blocs. Après développement, l'expression de $e_{équ}$ donne :

$$e_{équ} = \frac{e}{2a^2}(2a^2 - 6ad + 5d^2) \tag{2.5}$$

Sachant que a = 120 mm, d = 15 mm et e = 10 mm, l'épaisseur équivalente du plan uniforme est de 6,64 mm ce qui reste légèrement supérieur à l'épaisseur de la structure patch avec le FR4 sous le composite PE-NiFe. La Figure 2.16 et le Tableau 2.3 montrent une comparaison des spectres d'absorption de la structure détourée avec deux couches uniformes de 10 mm et 6,64 mm.

La Figure 2.16 et le Tableau 2.3 confirment que la structuration apporte une meilleure efficacité par rapport aux couches uniforme en gagnant à la fois en masse et entre 55 et 65 % en largeur de bande. Par la suite nous effectuerons une caractérisation pour valider le comportement d'absorption de la structure.

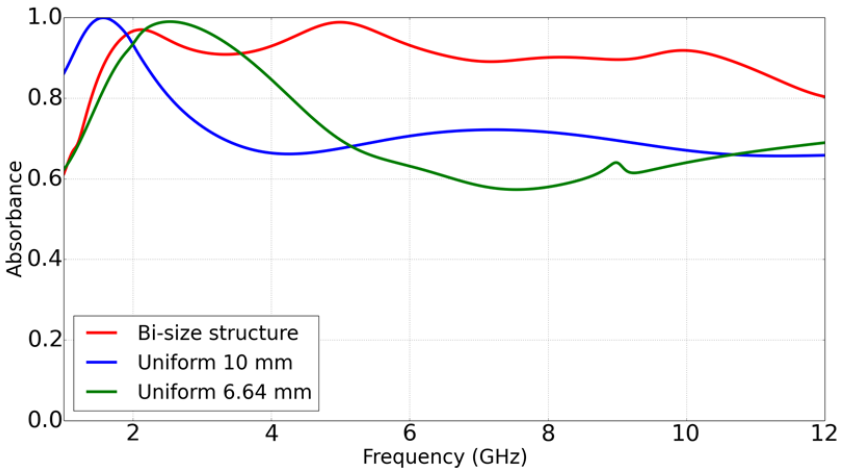

Figure 2.16 : Spectre d'absorption de la structure de la Figure 2.14 (en rouge), d'une couche uniforme de composite PE-NiFe de 10 mm (en bleu) et de 6,64 mm (en vert)

Structure	Fréquence minimum à 90 % d'absorption (GHz)	Fréquence maximum à 90 % d'absorption (GHz)	Fréquence centrale (GHz)	Largeur de bande (GHz)	Largeur de bande relative (%)	Largeur de bande relative entre dans la bande 1-4 GHz (%)
Couche uniforme de 10 mm	1,16	2,11	1,63	0,95	58	58
Couche uniforme de 6,64 mm	1,84	3,63	2,73	1,79	65	65
Structure bi-size	1,64	6,64	4,14	5	120	83

Tableau 2.3 : Comparaison de fréquences de résonances et de largeur d'absorption de la structure bi-size avec les couches uniformes

2.3.2 Fabrication et caractérisation expérimentale en condition de guide d'onde

La surface de la cellule unitaire de l'absorbant est de 24x24 cm². Donc, pour les mêmes raisons que celles mentionnées au paragraphe 2.2.4, des mesures en guide d'ondes sont envisagées. Comme précédemment un redimensionnement à l'aide des simulations est nécessaire. La Figure 2.17 a) donne une représentation de la structure prévue pour les mesures avec les dimensionnements du guide et du détourage. Les volumes de plots de grandes et petites tailles sont respectivement de 27x27x14 et de 10x10x14 mm^3 et ont été fabriqués par moulage. Enfin, les transitions et les conditions de mesures sont les mêmes qu'au paragraphe 2.2.4 et la caractérisation a été effectuée au Lab-Sticc de Brest (Figure 2.17 b)).

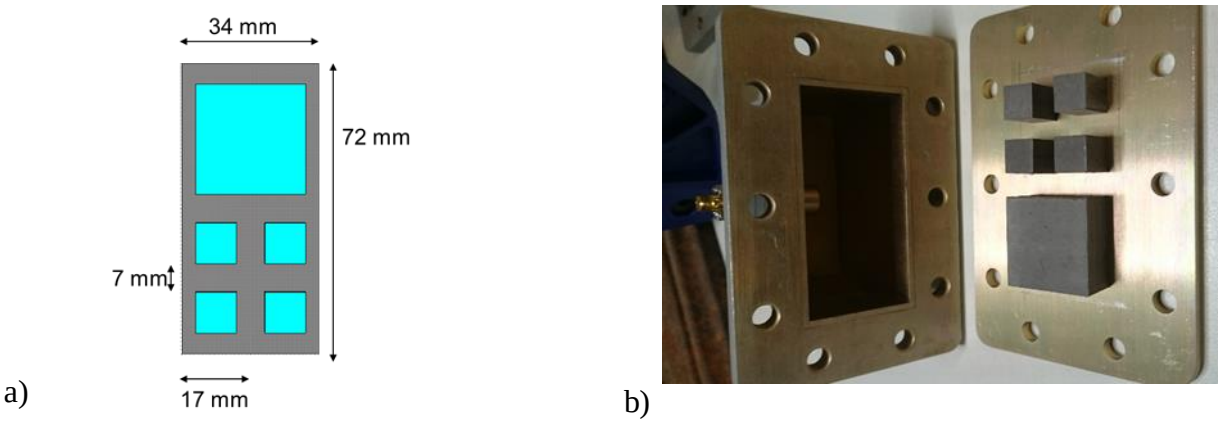

Figure 2.17 : a) Schéma du nouveau dimensionnement prévu pour le guide d'onde b) Disposition du composite PE-NiFe dans le guide d'onde.

La Figure 2.18 représente les spectres d'absorption des couches uniformes de composite de 6,46 et 14 mm d'épaisseur et de la structure détourée en espace libre. Comme précédemment la structure détourée présente une largeur de bande relative de 95 % nettement supérieure à celles des deux couches uniformes de 14 et 6.46 mm d'épaisseur qui sont respectivement de 58 et 63 %. La Figure 2.19 décrit les résultats de mesures, où on observe une faible absorption pour la couche uniforme à 14 mm en raison de la faible fréquence d'absorption intrinsèque située en dessous de la fréquence de coupure du guide. En revanche, l'absorption de cette couche augmente vers 4 GHz en raison de l'introduction des modes supérieurs. Pour la couche uniforme à 6,46 mm on retrouve la diminution d'absorption à 3,5 GHz. Enfin, l'absorption de la structure détourée présente de meilleures performances en termes de largeur de bande et d'amplitude. Il y a une légère différence avec la simulation en raison de l'incertitude de positionnement des parallélépipèdes de composites.

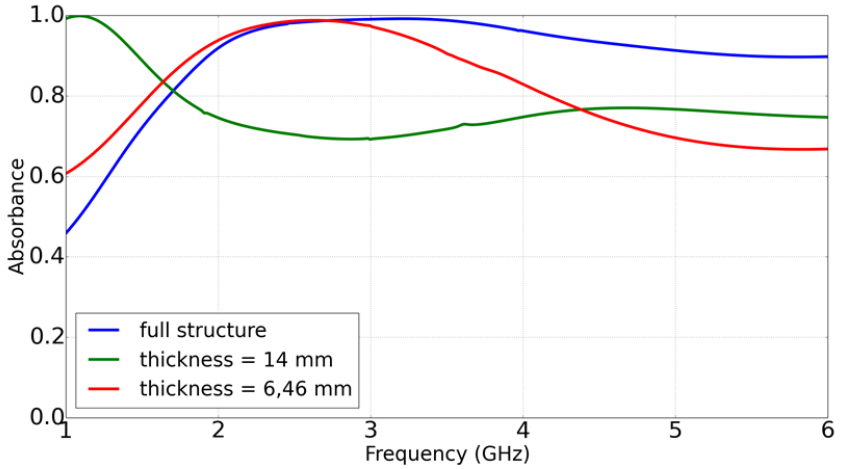

Figure 2.18 : Spectre d'absorption de la structure de la Figure 2.17 a) en espace libre (en bleu), d'une couche uniforme de composite PE-NiFe de 6,46 mm (en rouge) et de 14 mm (en vert)

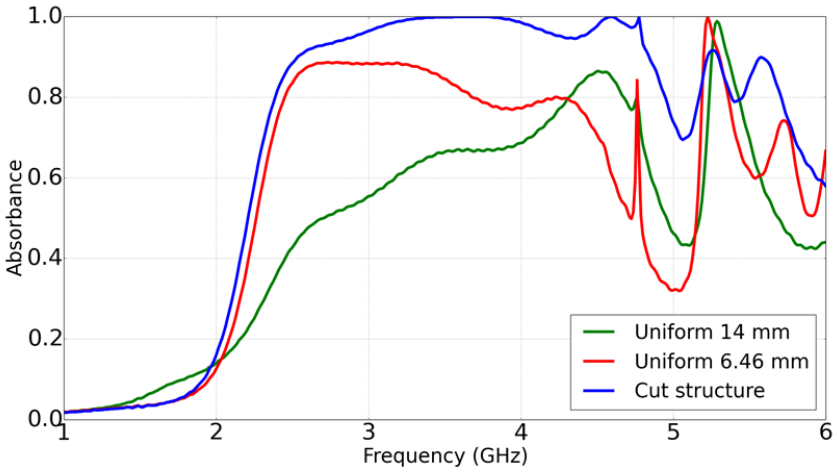

Figure 2.19 : Spectre d'absorption de la structure de la Figure 2.17 a) en espace guide (en vert), d'une couche uniforme de composite PE-NiFe de 6,46 mm (en bleu) et de 14 mm (en rouge)

La présence de fentes dans une structure composite ferromagnétique permet d'introduire des modes résonants présentant un facteur de qualité assez faible pour pouvoir élargir la bande d'absorption. Une structuration plus complexe comme celle de la Figure 2.14 permet de créer une multitude de tailles de fentes servant d'éventuelles sources de modes de fentes comme les fentes à côté des plots de taille importante ou entre les plus petits plots. La prochaine étape consiste à approfondir cette voie avec une structuration par motif fractal [6].

2.4 Structuration du PE-NiFe par motif fractal

2.4.1 Description et algorithme des courbes de Moore

Les motifs dessinés par les courbes de Moore sont de type fractal [18] et sont donc dotés de plusieurs ordres associés à leurs branches géométriques (Figure 2.20). Ce genre de courbes peut être généré par un algorithme appelé le L-système [19] qui a été introduit en 1968 par le biologiste théoricien Aristid Lindemayer afin de modéliser le développement des plantes. Cet algorithme se décrit par un système de symboles permettant de dessiner la courbe par le biais de l'interprétation Tortue qui consiste à donner des étapes de dessin. Nous utiliserons par exemple les notations F, + et – qui permettent de dessiner un trait d'un pas unitaire, de changer la direction de traçage en tournant de 90° ou de -90°.

Le système de Lindenmayer de la courbe de Moore est défini par un axiome qui correspond à la condition initiale :

$$LFL + F + LFL \tag{2.6}$$

complété des règles de production L et R :

$$\begin{aligned} L &\rightarrow -RF + LFL + FR - \\ R &\rightarrow +LF - RFR - FL + \end{aligned} \tag{2.7}$$

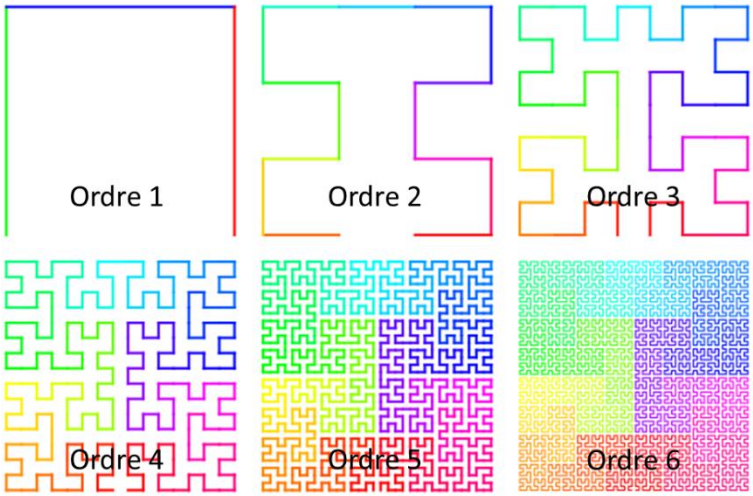

Figure 2.20 : Représentation des six premiers ordres de la courbe de Moore.

Le tracé de l'ordre 1 considère uniquement l'axiome (2.6), on prend en compte un caractère à la fois et on applique l'interprétation Tortue. La lettre L n'est pas considérée par cette interprétation. Les occurrences des lettres L sont donc ignorées. On passe ensuite à la lettre F qui consiste à tracer une ligne unitaire (ligne rouge du premier ordre Figure 2.20), vient ensuite le caractère + qui va changer la direction de tracé de 90° pour la prochaine étape F (ligne bleue), enfin un nouveau +F permet de tracer la ligne verte. Les règles de production sont introduites pour le tracé de la courbe du deuxième ordre. L'idée est de transformer l'axiome (2.6) en remplaçant L par sa règle (2.7), on obtient ainsi :

$$-RF + LFL + FR - F - RF + LFL + FR - +F + -RF + LFL + FR - F - RF + LFL + FR - \tag{2.8}$$

Cette nouvelle chaine de caractère appliquée avec l'interprétation Tortue servira à tracer la courbe de Moore d'ordre 2. Comme précédemment les occurrences des lettres L et R sont ignorées car non considérée par l'interprétation Tortue. Enfin, pour tracer l'ordre 3 on applique les règles de productions L et R dans la chaine de caractères (2.7) et ainsi de suite. Comme on le voit sur la Figure 2.20, les courbes de Moore ne sont pas fermées, pour créer notre structure PE-NiFe on rejoint le point de départ et d'arrivée afin d'obtenir les cellules unitaires de la Figure 2.21. On peut remarquer que chaque ordre n'occupe pas la même surface, il serait donc intéressant de déterminer l'aire de PE-NiFe sur la cellule unitaire de période p en fonction de l'ordre que l'on va appeler n. Pour cela, la surface totale de la cellule

unitaire va être décomposée en plusieurs sous parties (Figure 2.22). Le nombre de sous parties est égale à 4^n et on peut souligner le fait que l'on peut décomposer une surface de Moore en plusieurs carrés ayant la taille de ces sous parties.

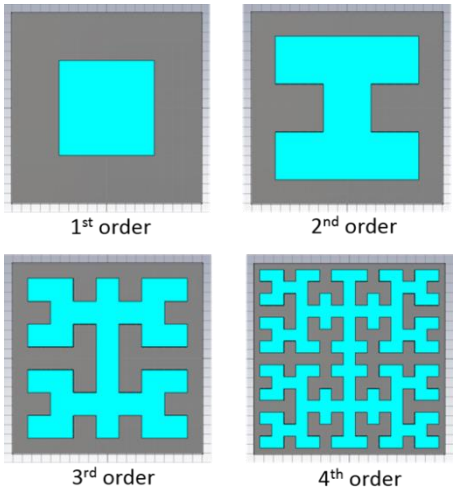

Figure 2.21 : Cellule unitaire de composite PE-NiFe structurée sous forme de courbes de Moore de période p = 20 cm et d'épaisseur e = 10 mm.

L'aire A_1 de PE-NiFe au premier ordre est assez facile à déterminer, on compte un seul carré sachant qu'il y a 4 sous parties. Ainsi on obtient :

$$A_1 = \frac{p^2}{4} \tag{2.9}$$

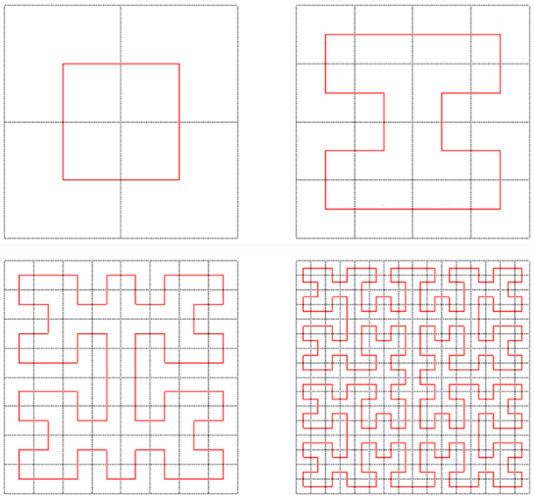

Figure 2.22 : Décomposition de la cellule unitaire en 4^n sous parties égales.

La cellule de l'ordre 2 est décomposée en 16 sous parties, la courbe de Moore d'ordre 2 contient 7 carrés on peut donc écrire :

$$A_2 = \frac{7p^2}{16} = p^2(\frac{1}{4} + \frac{3}{16}) \tag{2.10}$$

On retrouve l'expression (2.9) dans l'équation (2.10), si l'on adopte le même raisonnement pour les deux ordres suivants, on obtient :

$$A_3 = \frac{31p^2}{64} = p^2(\frac{1}{4} + \frac{3}{16} + \frac{3}{64}) \tag{2.12}$$

et

$$A_4 = \frac{127p^2}{256} = p^2(\frac{1}{4} + \frac{3}{16} + \frac{3}{64} + \frac{3}{256}) \tag{2.13}$$

À chaque fois que l'on passe à un ordre supérieur, on ajoute $3p^2/4^n$ à l'aire de l'ordre précédent, par récurrence on peut établir une conjecture sur l'expression de A_n :

$$A_n = p^2(\frac{1}{4} + 3\sum_{i=2}^{n} \frac{1}{4^i}) \tag{2.14}$$

Où la somme peut être calculée car il s'agit d'une série géométrique de raison ¼. On peut ainsi simplifier l'expression de la façon suivante :

$$A_n = p^2(\frac{1}{2} - \frac{1}{4^n}) \tag{2.15}$$

Où le terme entre parenthèse de l'équation (2.15) correspond au facteur de remplissage de la courbe de Moore à l'ordre *n* que l'on notera ff_n. Ainsi on retrouve que le composite à l'ordre 1 occupe ff_1 = 25 % de la cellule unitaire et on peut voir que l'aire du composite tend vers 50 % à un ordre très important.

2.4.2 Simulation numérique des structures absorbantes

Comme défini au paragraphe précédent, les courbes de Moore seront tracées dans une cellule unitaire de 20x20 cm² répétée périodiquement dans le plan. Le composite PE-NiFe de 10 mm d'épaisseur est déposé sur un plan métallique, comme précédemment. La Figure 2.23 représente les spectres d'absorption des quatre premiers ordres des courbes de Moore. Si l'on regarde l'absorption du premier ordre, on y distingue un premier pic à 1,72 GHz correspondant à l'absorption intrinsèque d'une couche uniforme (Figure 2.24). Le

pourcentage d'absorption vaut environ 60 % en raison du faible facteur de remplissage ff_1 = 25%. On peut également noter la présence d'un deuxième pic intéressant en termes de largeur de bande et d'amplitude à 6,97 GHz. La Figure 2.24 montre que le module du vecteur de Poynting est globalement localisé dans le bloc de PE-NiFe et est absorbée par les fortes pertes magnéto-diélectriques du composite.

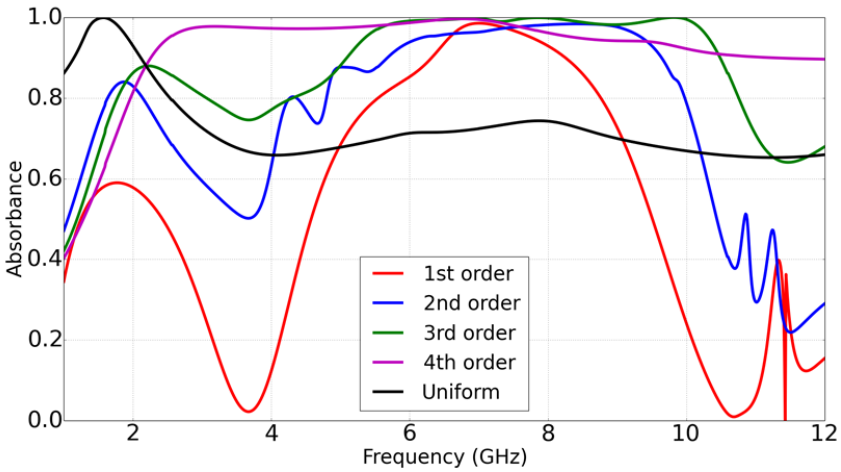

Figure 2.23 : Spectre d'absorption d'un plan uniforme de composite de 10 mm (en noir), d'une structure de Moore du premier ordre (en rouge), du deuxième ordre (en bleue), du troisième ordre (en vert) et du quatrième ordre (en magenta)

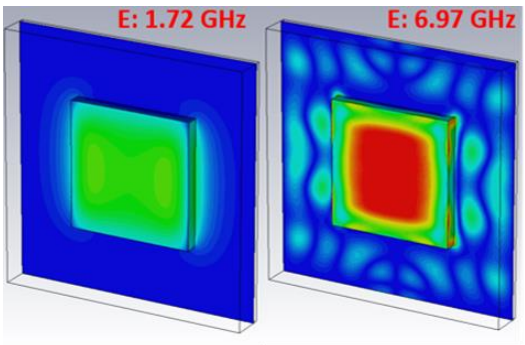

Figure 2.24 : Module du vecteur de Poynting résonant dans la structure de Moore d'ordre 1 à 1,72 et 6,97 GHz. L'échelle linéaire de puissance varie de 0 (bleu) à 126 W/m² (rouge).

Lorsqu'on augmente l'ordre de la courbe de Moore, le pic d'absorption localisé à 7 GHz s'élargit vers les hautes fréquences en absorbant 90 % de l'onde jusqu'à 12 GHz. On peut également noter que la faible absorption en basse fréquence augmente et tend vers 100 %. Cette augmentation de l'absorption en basse fréquence est directement liée à l'augmentation du facteur de remplissage du PE-NiFe qui permet de se rapprocher de la couche uniforme et ainsi de mieux absorber. La courbe magenta de la Figure 2.23 pour le 4ème ordre du motif de Moore est quasiment plate et il est difficile de décomposer le spectre d'absorption uniquement sur la base des courbes d'amplitudes. Ceci est dû au faible facteur de qualité venant des fortes pertes du composite qui a tendance à lisser les pics d'absorption.

C'est pourquoi une représentation polaire est utile afin d'identifier les modes par le biais des sauts de phase qui seront plus facilement repérables (Figure 2.25). Le rayon du cercle représente l'amplitude et l'angle la phase du coefficient de réflexion qui est référencé sur la partie supérieure de la structure PE-NiFe. On peut référencer 4 points dont les cartes de champs sont représentées sur la Figure 2.26. Le point 2 correspondant à une absorption à la fréquence de 6,79 GHz est plus près du centre du cercle, donc ce mode est relié au maximum d'absorption. Il n'est donc pas lié à une résonance propre car on y observe un vecteur de Poynting uniformément réparti dans la structure. Les 3 autres points sont clairement associés à un phénomène de résonance par les trois boucles présentes dans le diagramme polaire. La première résonance à 4,76 GHz n'est pas très prononcée et semble correspondre à un effet capacitif entre les branches horizontales de la courbe de Moore (soit dans la direction du champ électrique). Le troisième point à 8,92 GHz semble montrer une résonance se localisant au niveau des tranches de la structure de Moore. Ceci est lié aux modes de fentes qui se situent donc à plus hautes fréquence que pour l'ordre 1 en raison des plus petites tailles de fentes. Enfin, le quatrième point situé à 10,88 GHz semble avoir une résonance plus prononcée où il semblerait y avoir des couplages capacitifs verticalement (suivant la direction du champ magnétique). Cette multitude de résonances est à l'origine d'une grande largeur de bande d'absorption de 130 % pour une fréquence centrale de 7,15 GHz. Ces valeurs sont données pour absorption de l'onde EM de 90 %.

De plus, le facteur de remplissage de l'ordre 4, soit ff_4 = 0,496, correspond à près de 50 % de la surface de la cellule unitaire, sachant que l'épaisseur du composite est de 10 mm, son épaisseur équivalente à une couche uniforme est de 5 mm soit la même épaisseur que la structure patch de la partie 2.2.3 sans patch métallique ni sous-couche de FR4. La fréquence minimale obtenue est ici similaire. La structure détourée par courbes de Moore est également plus fine que la structure détourée de la partie 2.3.1, avec le désavantage d'une fréquence minimale plus importante (2,33 au lieu de 1,64 GHz). La qualité d'un absorbant peut être déterminée par sa robustesse angulaire qui va être étudiée dans la partie suivante.

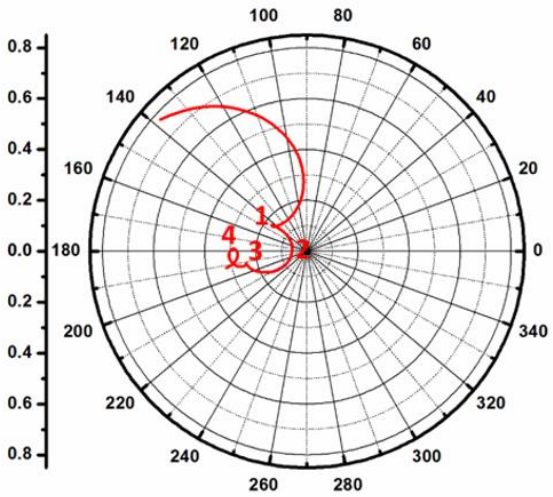

Figure 2.25 : Diagramme polaire du coefficient de réflexion de la structure de Moore d'ordre 4 sur la bande 1-12 GHz, les quatre chiffres représentent les quatre fréquences dont les cartes de champ sont données sur la Figure 2.26.

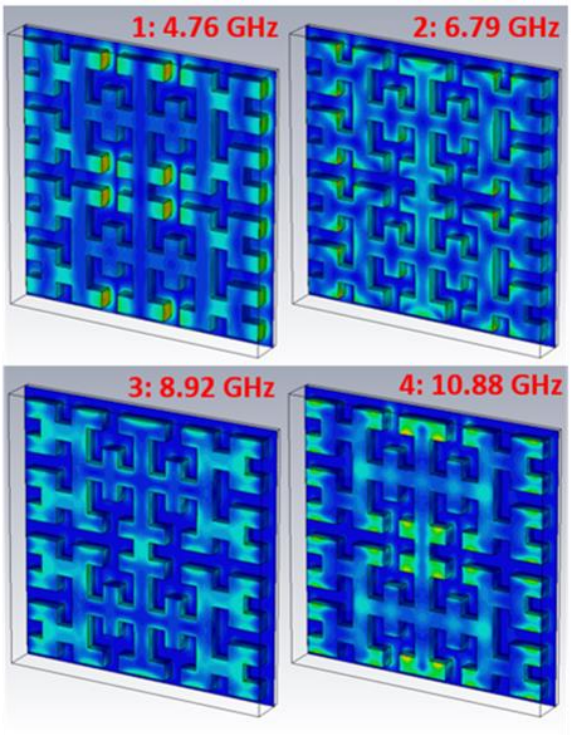

Figure 2.26 : Module du vecteur de Poynting résonant dans la structure de Moore d'ordre 4 à 4,76, 6,79, 8,92 et 10,88 GHz. L'échelle linéaire de puissance varie de 0 (bleu) à 200 W/m² (rouge).

2.4.3 Robustesse angulaire des structures absorbantes

Les réponses des structures de Moore sous incidence oblique sont analysées pour les ordres supérieurs en raison de leurs meilleures efficacités d'absorption. Ces spectres d'absorption sont tracés sur la Figure 2.27 pour les ordres 4 et 5 en polarisation TE et TM.

Sous la polarisation TE, l'absorption diminue avec l'angle d'incidence jusqu'à un plateau d'absorption d'environ 40 % à 80° pour l'ordre 4. Cette valeur, en lien avec les relations de Fresnel témoigne d'une certaine robustesse angulaire. Sous polarisation TM, la perte d'absorption de 90 % commence seulement à se manifester à partir d'un angle d'incidence de 70 %. Ceci est la conséquence du phénomène lié à l'angle de Brewster θ_B [20] correspondant à une condition de réflexion nulle autour de 7 GHz pour un angle de 75°. Cette condition peut être décrite par l'équation 2.16 avec n_1 et n_2 correspondant respectivement à l'indice de l'air et du PE-NiFe.

$$\tan(\theta_B) = \frac{n_2}{n_1} \tag{2.16}$$

Si l'on regarde l'ordre 5 pour une même surface de cellule unitaire, le niveau d'absorption tend à se réduire pour des fréquences au-dessus de 3,5 GHz avec la même condition de robustesse angulaire forte pour la polarisation TM. Ceci ne décrit pas directement le potentiel d'absorption de l'ordre 5. En effet, lorsque l'ordre de la courbe de Moore est augmenté les branches sont amincies et la surface tend vers la moitié de la période.

Donc on se rapproche de la réponse d'une couche uniforme qui est piquée en basse fréquence. Enfin, l'ordre 4 de la courbe de Moore de 10 mm d'épaisseur est équivalent, en termes de masse, à une couche uniforme de 5 mm qui présenterait une largeur de bande maximale deux fois moins importante (60 %).

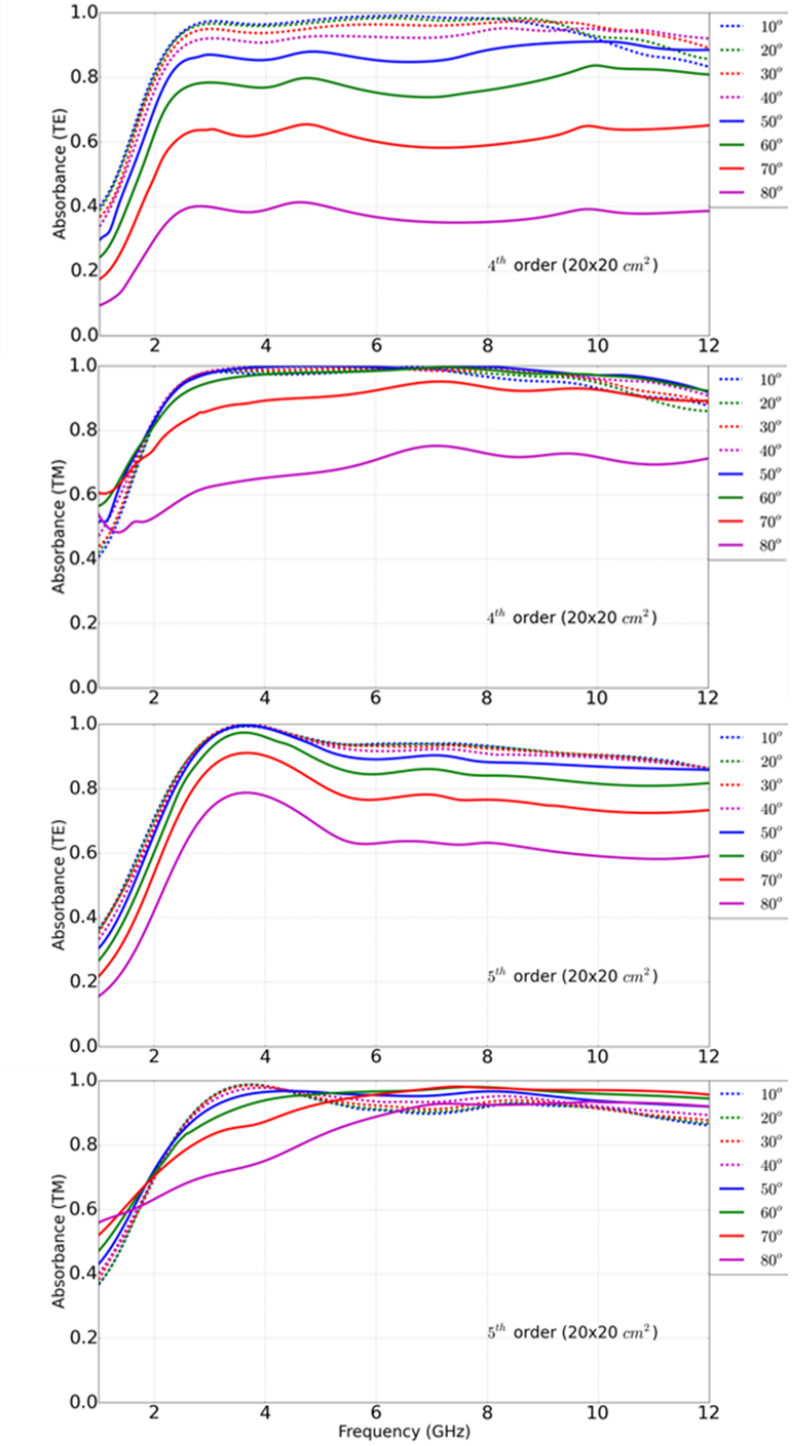

Figure 2.27 : Spectre d'absorption sous incidence oblique pour les courbes de Moore du 4ème et 5ème ordre. Du haut vers le bas : Mode TE ordre 4, mode TM ordre 4, mode TE ordre 5 et mode TM ordre 5.

2.5 Conclusion

Une couche ferromagnétique PE-NiFe a été synthétisée de manière à présenter une dispersion magnétique afin de faciliter une absorption sur une large gamme de fréquence. Cependant, l'objectif d'absorption entre 1 et 4 GHz n'étant pas atteint, la voie des structurations a été explorée. La structuration métallique au moyen de patchs permet d'ajouter des résonances supplémentaires, au détriment de la réponse intrinsèque du composite ferromagnétique rendant le résultat assez décevant avec un élargissement de 3% de la bande relative.

La structuration totale par détourage a amené des résultats plus convaincants, d'une part par une structuration formée de cubes de différentes tailles donnant une largeur de bande relative de 120 % et d'autre part par une structuration fractale de Moore présentant une largeur de bande relative de 130 % à l'ordre 4. La structuration de Moore présente par ailleurs des robustesses angulaires de 40° et 60° pour les polarisations TE et TM respectivement.

Malgré les largeurs de bandes d'absorption importantes les épaisseurs considérées restent assez élevées et ne satisfont pas le qualificatif ''ultra-mince''. Ceci est principalement dû à la structuration sans métaux qui présente des faibles coefficients de qualité liés aux pertes importantes du PE-NiFe. C'est pourquoi l'élargissement par structuration métallique sera envisagé dans le chapitre suivant avec des diélectriques classiques à faible pertes.

Bibliographie

[1] K. J. Vinoy et R. M. Jha, « Trends in radar absorbing materials technology », *Sadhana*, vol. 20, n° 5, p. 815‑850, oct. 1995.

[2] K. N. Rozanov, « Ultimate thickness to bandwidth ratio of radar absorbers », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 48, n° 8, p. 1230‑1234, août 2000.

[3] P. Chen, R. Li, Y. Gu, Y. Shi, et R. Wu, « Ultrathin broadband microwave absorbers using ferromagnetic films », *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 349, p. 259‑263, janv. 2014.

[4] Y. Arbaoui *et al.*, « 3D printed ferromagnetic composites for microwave applications », *J. Mater. Sci.*, vol. 52, n° 9, p. 4988‑4996, mai 2017.

[5] W. B. Weir, « Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies », *Proc. IEEE*, vol. 62, n° 1, p. 33‑36, janv. 1974.

[6] N. Fernez *et al.*, « Moore's curve structuring of ferromagnetic composite PE-NiFe absorbers », *J. Appl. Phys.*, vol. 123, n° 8, p. 84902, févr. 2018.

[7] D. K. Cheng, *Field and Wave Electromagnetics Second Edition*, 2e éd. Addison-Wesley Publishing Company, 1989.

[8] D. Rodrigo et L. Jofre, « Frequency and Radiation Pattern Reconfigurability of a Multi-Size Pixel Antenna », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 60, n° 5, p. 2219‑2225, mai 2012.

[9] P. Bouchon, C. Koechlin, F. Pardo, R. Haïdar, et J.-L. Pelouard, « Wideband omnidirectional infrared absorber with a patchwork of plasmonic nanoantennas », *Opt. Lett.*, vol. 37, n° 6, p. 1038, mars 2012.

[10] F. Ding, Y. Cui, X. Ge, Y. Jin, et S. He, « Ultra-broadband microwave metamaterial absorber », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, n° 10, p. 103506, mars 2012.
[11] M. Hedayati, F. Faupel, et M. Elbahri, « Review of Plasmonic Nanocomposite Metamaterial Absorber », *Materials*, vol. 7, n° 2, p. 1221‑1248, févr. 2014.
[12] W. Dallenbach et W. Kleinsteuber, « Reflection and absorption of decimeter-waves by plane dielectric layers », *Hochfrequenztech Elektroakust*, vol. 51, n° 152, 1938.
[13] B. Munk et John Wiley & Sons, *Frequency selective surfaces: theory and design*. New York: John Wiley, 2000.
[14] R. H. Siddique *et al.*, « Bioinspired phase-separated disordered nanostructures for thin photovoltaic absorbers », *Sci. Adv.*, vol. 3, n° 10, p. e1700232, oct. 2017.
[15] X. Ming et Q. Tan, « Design Method of a Broadband Wide-Angle Plasmonic Absorber in the Visible Range », *Plasmonics*, vol. 12, n° 1, p. 117‑124, févr. 2017.
[16] D. M. Pozar, *Microwave Engineering, Chap 3*. Wiley, 2004.
[17] H.-S. Cho et S.-S. Kim, « Design of grid-type microwave absorbers with high-permittivity composites of Ag-coated Ni-Zn ferrite particles », *J. Appl. Phys.*, vol. 117, n° 17, p. 17A311, mai 2015.
[18] H. Sagan, *Space-Filling Curves*. New York: Springer-Verlag, 1994.
[19] A. Lindenmayer, « Developmental algorithms for multicellular organisms: A survey of L-systems », *J. Theor. Biol.*, vol. 54, n° 1, p. 3‑22, janv. 1975.
[20] D. Goldstein et D. H. Goldstein, *Polarized Light, Revised and Expanded*. CRC Press, 2003.

Chapitre 3

Absorbants désordonnés aux longueurs d'ondes centimétriques

Nous avons vu précédemment que la structuration d'un matériau ferromagnétique par détourage pouvait donner lieu à un élargissement important de la bande d'absorption accompagné d'une baisse significative du volume de composite. Cependant, le critère de très faible épaisseur semble difficile à atteindre. Ce critère peut être facilement satisfait par les structures résonantes métamatériaux avec la difficulté d'une faible largeur de bande due à la forte sélectivité de ces structures. Comme montré au chapitre 1, l'absorption dans ces métamatériaux repose sur des résonances localisées au niveau de motifs sous longueur d'onde. Par conséquent, la condition de périodicité des réseaux n'est pas un critère nécessaire comme ce serait le cas notamment pour des structures à base de cristaux photoniques [1]*. C'est pourquoi la perspective d'arrangement aléatoire est envisagée dans ce chapitre dans le but d'élargir la bande d'absorption en tirant parti de la multiplicité des possibilités de couplage entre résonateurs* [2]*. Cette étude sera faite en collaboration avec le groupe Probabilités et Statistique du laboratoire de mathématique Painlevé.*

3.1 Désordre de position par distribution de Poisson

Il existe un grand nombre de démarches possibles pour effectuer une distribution aléatoire, allant des lois de probabilités conditionnelles considérant l'historique des positions des précédents points, à des lois inconditionnelles où le placement des points est effectué de manière indépendante. Ce dernier type de loi possède l'avantage de générer numériquement une distribution très rapidement. Ce critère est important car il est nécessaire d'étudier plusieurs grandes surfaces avec un grand nombre de points afin que les résultats soient représentatifs de la loi de distribution.

C'est pourquoi notre premier choix s'est orienté vers la distribution de Poisson (aussi appelée le processus de Poisson), qui a l'avantage d'être inconditionnelle en position. De plus, il s'agit d'une loi très utilisée et très étudiée encore de nos jours en mathématique, dans le domaine de la finance [3], de la biologie [4], de l'astronomie [5], de l'écologie [6], des télécommunications [7] ou encore du traitement d'images [8]. Il s'agit d'un processus suffisamment simple qui permet de décrire les distributions en fonction des paramètres de la loi par une approche analytique. Cet outil est décrit à la suite.

Le processus de Poisson [9] s'effectue en deux grandes étapes :

- La première consiste à déterminer le nombre de points à répartir sur la surface d'étude. Pour cela on introduit le nombre moyen de points λ tel que :

$$\lambda = z|\Lambda| \tag{3.1}$$

Avec $|\Lambda|$ la surface d'étude et z la densité de points. Le processus de Poisson est décrit par une loi de probabilité :

$$P(N=k) = \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!} \tag{3.2}$$

Où $P(N=k)$ définit la probabilité que le nombre de points tirés N soit égal au nombre k. Ainsi, le nombre N peut être déterminé par le biais d'une fonction numérique.

- La deuxième étape consiste à répartir uniformément les N points sur la surface.

Ainsi, si l'on associe un résonateur cylindrique à un point, une distribution de poisson peut se représenter sous la forme présentée en Figure 3.1. On peut remarquer qu'en raison de l'uniformité de la distribution de position, il est possible de créer des clusters composés de deux résonateurs ou plus.

Il est clair que les comportements fréquentiels d'un résonateur isolé et d'un cluster composé de plusieurs résonateurs seront différents. C'est pourquoi il serait intéressant de pouvoir dénombrer les différents types de clusters pour une densité z donnée. Ainsi, il serait pertinent d'estimer quelles catégories de clusters jouent un rôle plus important dans l'absorption de l'onde électromagnétique.

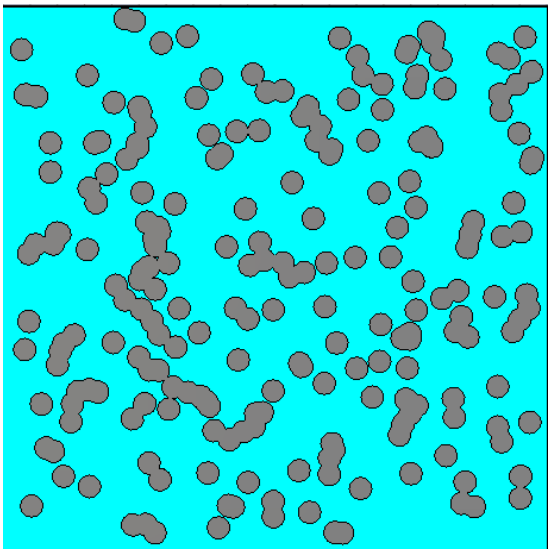

Figure 3.1 : Exemple de distribution de Poisson.

3.2 Prédiction des caractéristiques géométriques par intégrales de Slivnyak-Mecke

3.2.1 Introduction des paramètres et de la formule de Slivnyak-Mecke

Avant d'introduire l'équation, il est nécessaire de définir au préalable quelques paramètres. Soit Λ le domaine où le Processus de Poisson va s'appliquer, et $|\Lambda|$ sa surface. Le Processus de Poisson sera noté $\mathcal{N}$ et x un point appartenant à $\mathcal{N}$ (soit un point de la distribution). Nous poserons une fonction $f(x, C)$ où C est une configuration dans Λ. Cette fonction servira à choisir les types de résonateurs que l'on souhaite étudier (résonateur isolé, clusters avec deux résonateurs, …). La formule de Slivnyak-Mecke [10] s'écrit comme suit :

$$E\left(\sum_{x\in\mathcal{N}} f(x,\mathcal{N}\setminus\{x\})\right) = zE\left(\int_{\Lambda} f(x,\mathcal{N})dx\right) \tag{3.3}$$

où E est l'espérance (valeur moyenne), z la densité et $\mathcal{N}\setminus\{x\}$ correspond à un processus de Poisson privé du point x. Il est nécessaire de retirer le point x car on va définir les types de résonateurs en mesurant la distance entre le point x et les autres points de la répartition. La fonction $f(x, C)$ sera alors égale à 1 pour le type de résonateur choisi et 0 sinon. Ainsi, l'espérance de la somme écrite en partie gauche de l'équation (3.3) donne le nombre moyen d'un type de résonateur ou cluster. Dans un premier temps, nous allons calculer le nombre moyen de résonateurs isolés en fonction de la densité z.

3.2.2 Détermination du nombre moyen de résonateurs isolés

Pour élaborer notre structure, nous associerons les points du processus de Poisson à des résonateurs cylindriques de rayon R = 4,2 mm. Pour que ce résonateur de centre x soit isolé, il faut que ce point x soit distant des autres points de la distribution de $2R$. On doit donc s'intéresser à l'intersection entre les points de la distribution et la ''boule de centre x et de rayon $2R$'', que l'on écrira $B(x, 2R)$. Dans notre cas $B(x, 2R)$ correspond à un disque de centre x et de rayon $2R$. Il existe cependant des singularités aux bords des domaines Λ. Comme le montre la figure 3.2 a) le point x correspondant au centre du résonateur peut être placé dans Λ. Or le disque rouge représentant $B(x, 2R)$ sort du domaine, impliquant des problèmes d'incertitudes. C'est pourquoi la réduction du domaine (Figure 3.2 b)) est nécessaire. Ceci oblige la considération d'un sous domaine que l'on appellera Λ_{2R} correspondant au domaine Λ réduit de $2R$ suivant les deux directions du plan.

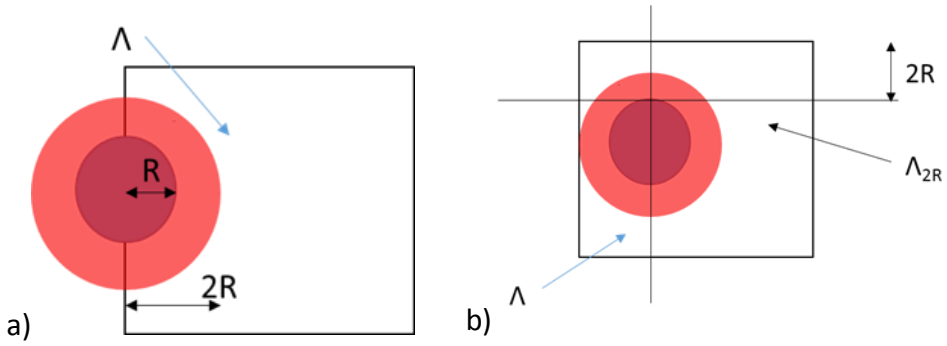

Figure 3.2 : a) Représentation des problèmes aux bords b) Représentation du sous domaine Λ_{2R}.

Pour considérer les résonateurs isolés, nous allons poser la fonction f décrite par l'équation (3.3) :

$$\begin{cases} f(x,C) = 1 \text{ pour } x \in \Lambda_{2R} \text{ et } C \cap B(x,2R) = \varnothing \\ f(x,C) = 0 \text{ sinon} \end{cases} \tag{3.4}$$

Si on prend $C = \mathcal{N} \setminus \{x\}$ et f = 1, le disque de centre x et de rayon $2R$ (B(x, 2R)) n'a pas d'intersection avec un autre point du processus de Poisson. Ainsi, si l'on écrit N_1 le nombre moyen de résonateurs isolés on obtient :

$$E(\sum_{x \in \mathcal{N}} f(x, \mathcal{N} \setminus \{x\})) = N_1 \tag{3.5}$$

Après avoir posé toutes ces variables, on peut appliquer l'équation de Slivnyak-Mecke (3.3) sur le domaine Λ_{2R} pour calculer N_1.

$$N_1 = zE(\int_{\Lambda_{2R}} f(x, \mathcal{N}) dx) = z \int_{\Lambda_{2R}} E(f(x, \mathcal{N})) dx \tag{3.6}$$

La permutation entre l'espérance et l'intégrale est possible grâce au théorème de Fubini [11]. Avant de calculer l'intégrale, il est nécessaire de déterminer l'espérance de la fonction *f* (équation (3.6)). Comme la fonction *f* ne peut prendre que deux valeurs 0 ou 1, son espérance est égale à la probabilité d'obtenir la situation où $f = 1$, ce qui correspond à la probabilité qu'aucun point du processus de Poisson ne se situe dans le disque de rayon *2R* [12]. Pour effectuer ce calcul, il suffit de reprendre l'équation (3.2) en prenant $k = 0$ et $\lambda = z\pi(2R)^2$. L'équation (3.6) devient donc :

$$N_1 = z\int_{\Lambda_{2R}} e^{-z\pi(2R)^2} dx \tag{3.7}$$

Comme l'exponentielle ne dépend plus de *x*, on peut la sortir de l'intégrale et on retrouve une intégrale unitaire sur la surface du domaine Λ_{2R} qui correspond donc à sa surface $|\Lambda_{2R}|$. On a donc :

$$N_1 = z|\Lambda_{2R}|e^{-z\pi(2R)^2} \tag{3.8}$$

L'équation (3.28) nous donne donc le nombre moyen de résonateurs isolés en fonction du paramètre de densité *z*. Si nous prenons des résonateurs de 4,2 mm de rayon à répartir sur une surface $|\Lambda|$ de 200 x 300 mm², on considère donc $|\Lambda_{2R}|$ = 191.6 x 291.6 mm² et on peut tracer le profil de N_1 en fonction de *z*. On peut décomposer la Figure 3.3 en deux parties, une droite *z* qui représente la croissance du nombre de résonateurs lorsqu'on augmente la densité et une exponentielle décroissante qui décrit la baisse de N_1 en raison des résonateurs en surnombre qui finissent par former des clusters. Ainsi il existe un maximum du nombre moyen de résonateurs isolés qui devrait se traduire par un comportement singulier. On obtient ainsi 95 résonateurs pour une densité de $4{,}461.10^{-3}$ mm^{-2}. Cependant, il est possible que les clusters soient en plus grand nombre et jouent un rôle plus important. C'est pourquoi nous allons déterminer le nombre moyen de clusters avec deux résonateurs N_2 que l'on appellera dimères.

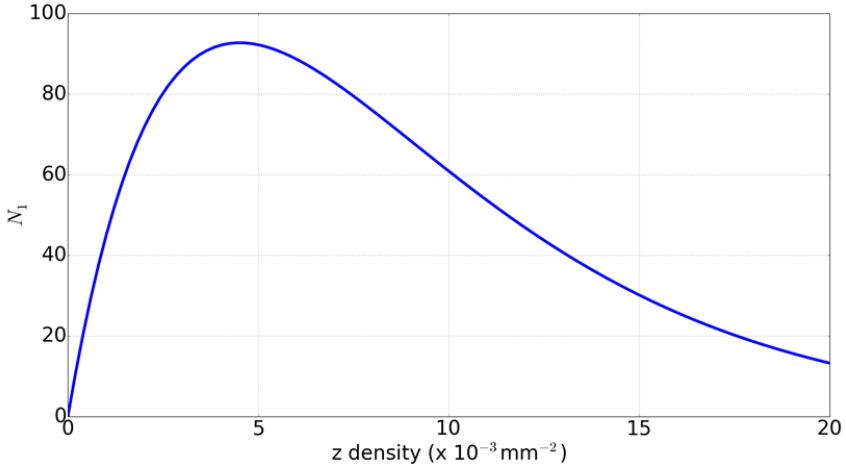

Figure 3.3 : N_1 en fonction de z.

3.2.3 Détermination du nombre moyen de dimères

Pour le calcul de N_2, la démarche est similaire. Nous devons cependant considérer deux points *x* et *y* associés au dimère, définir une nouvelle fonction *f* et enfin modifier légèrement la formule de Slivnyak-Mecke :

$$N_2 = \frac{z^2}{2}\int_{\Lambda_{2R}}\int_{\Lambda_{4R}} E(f(x,y,N))dxdy \tag{3.9}$$

Pour comptabiliser les dimères à partir du nombre de points, il faut appliquer une division par deux puisqu'un dimère inclut deux points. L'élévation de *z* au carré permet de conserver la grandeur N_2 sans dimension en raison de la présence d'une intégrale double. Le domaine de la première intégration est Λ_{2R} comme expliqué précédemment. Cependant l'autre intégration doit se faire dans un autre sous domaine appelé Λ_{4R} qui correspond au domaine Λ réduit d'une distance *4R* suivant les deux directions planaires. Cette réduction du domaine d'intégration prend en compte les effets de bords consécutifs à l'encombrement maximal du dimère. Sur cette base, la fonction *f* peut être définie de la façon suivante :

$$\begin{cases} f(x,y,C)=1 \text{ pour } x\in\Lambda_{4R}, y\in\Lambda_{2R}, |x-y|\le 2R, & \begin{matrix} C\cap B(x,2R)=\varnothing \\ C\cap B(y,2R)=\varnothing \end{matrix} \\ f(x,y,C)=0 \text{ sinon} \end{cases} \tag{3.10}$$

Lorsque l'intégration de la variable *x* est effectuée sur toute la surface $|\Lambda_{4R}|$, le point *y* ne peut se retrouver uniquement que sur le disque de centre *x* et de rayon *2R*. L'équation (3.9) s'écrit donc :

$$N_2 = \frac{z^2}{2}\int_{\Lambda_{4R}}\int_{B(x,2R)} P(\mathcal{N}\cap(B(x,2R)\cup B(y,2R))=\varnothing)dxdy \tag{3.11}$$

où *P* est la probabilité qu'aucun point du processus de Poisson ne se trouve sur la surface de l'union des deux disques de centre *x* et *y* et de rayon *2R* (Figure 3.4).

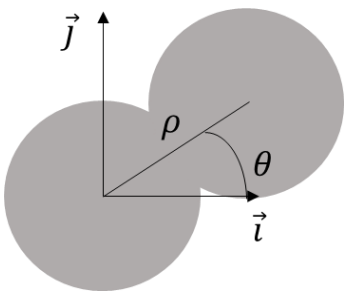

Figure 3.4 : Schéma du dimère avec ρ la distance entre les centres et θ l'angle d'inclinaison du dimère.

On peut effectuer une manipulation afin de simplifier le calcul de la double intégrale. Comme le domaine d'intégration suivant *y* est réduit à *B(x, 2R)* et que l'aire est la même quelque soit la position du centre x. Il est donc possible de choisir le cas particulier où $x = 0$. Ainsi, la variable *x* disparait de l'intégrale double et le domaine d'intégration peut être limité à la surface $|\Lambda_{4R}|$. L'équation (3.11) présente donc cette forme simplifiée :

$$N_2 = \frac{z^2}{2}|\Lambda_{4R}|\int_{B(0,2R)} e^{-zS(y)}dy \tag{3.12}$$

avec *S(y)* la surface de l'union de *B(0,2R)* et *B(y,2R)*. Comme *y* est un point et non une coordonnée, il est difficile de donner une expression de *S(y)*. C'est pourquoi nous changeons de repère en passant en coordonnées polaires et en posant $\rho e^{i\theta}$ la position de *y* par rapport à 0. La surface du dimère est invariante en fonction de l'angle *θ, S(ρ)* s'écrit donc :

$$S(\rho) = 8R^2(\pi - \arccos(\frac{\rho}{4R})) + \rho\sqrt{4R^2 - \left(\frac{\rho}{2}\right)^2} \tag{3.13}$$

Où $8\pi R^2$ correspond à l'aire des deux disques, le reste de l'équation correspond à l'aire de l'intersection que l'on soustrait. Enfin on peut transformer l'intégrale simple de l'équation (3.12) en double intégrale pour obtenir :

$$N_2 = \frac{z^2}{2}|\Lambda_{4R}|\int_0^{2R}\int_0^{2\pi} \rho e^{-zS(\rho)}d\rho d\theta \tag{3.14}$$

L'intégration suivant ρ se fait entre 0 et *2R* pour conserver la forme du dimère et la double intégrale ne dépendant pas de θ, on peut ainsi arriver à la formule finale :

$$N_2 = z^2\pi|\Lambda_{4R}|\int_0^{2R} \rho e^{-zS(\rho)}d\rho \tag{3.15}$$

L'intégrale de l'équation (3.15) n'est pas calculable analytiquement en raison de la complexité de l'expression (3.13) de la surface *S(ρ)*. Il est donc nécessaire de calculer N_2 numériquement avec l'aide d'un code en langage *Python* (Figure 3.5).

On observe une tendance similaire à l'évolution de N_1. En revanche le maximum $N_2=35$ est atteint pour une densité $z = 6{,}521.10^{-3}\ mm^{-2}$ plus importante, ce qui est attendu car une forte densité favorise la formation de clusters. À noter que le nombre moyen maximum de dimères est nettement inférieur au maximum de N_1 (Figure 3.3), son nombre reste cependant suffisamment élevé pour jouer un rôle significatif dans l'absorption. Le calcul du nombre moyen de clusters avec 3 résonateurs que l'on appellera trimères est détaillé dans le paragraphe suivant.

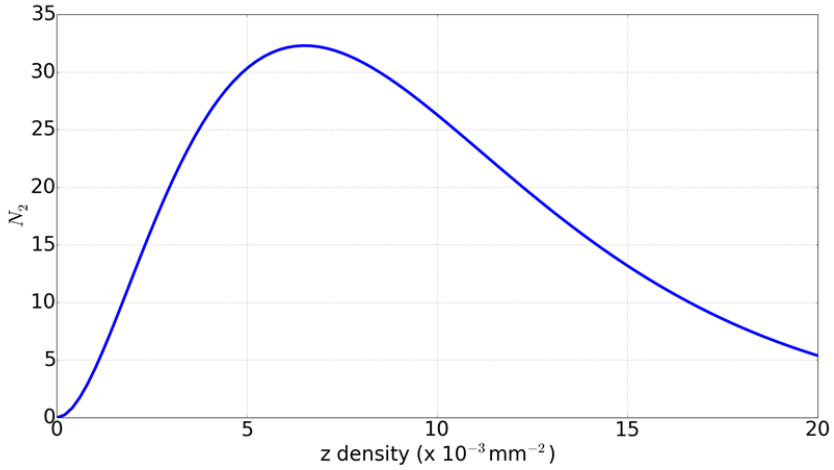

Figure 3.5 : N_2 en fonction de z.

3.2.4 Détermination du nombre moyen de trimères

La présence de trois résonateurs peut offrir de multiples géométries dans la forme des trimères. D'un point de vue du comportement électromagnétique, on peut distinguer deux types de clusters. Le premier (Figure 3.6 a)) devrait avoir un comportement dépendant de la polarisation de l'onde électromagnétique en raison de sa forme longiligne. Le deuxième (Figure 3.6 b)) devrait fournir un comportement proche du résonateur isolé mais pour une fréquence plus basse en raison de sa taille. Il semble donc plus judicieux de calculer leurs nombres moyens séparément. Nous utilisons $N_{3,1}$ pour désigner le nombre moyen de trimères du type a) et $N_{3,3}$ pour le nombre moyen de trimères du type b).

Figure 3.6 : Schéma des deux trimères.

Posons *x*, *y* et *t* trois points du Processus de Poisson qui serviront dans la résolution des intégrales de Slivnyak-Mecke. Dans le cas général des trimères, l'équation (3.9) s'écrit :

$$N_3 = \frac{z^3}{6}\int_{\Lambda_{6R}}\int_{\Lambda_{4R}}\int_{\Lambda_{2R}} E(f(x,y,t,\mathcal{N}))dxdydt \qquad (3.16)$$

Le cube permet de garder N_3 sans dimension par la présence de l'intégrale triple. Les trois points *x, y* et *t* permettent d'élaborer 6 possibilités de placement d'où la division par 6 pour une comptabilisation correcte. Enfin, comme précédemment le troisième point impose une nouvelle réduction du domaine de *6R* au niveau des bordures. Avant de définir les fonctions *f*, donnons l'expression de la surface $S(\rho,\rho',\theta)$ qui est similaire pour les deux types de trimères :

$$\begin{aligned} S(\rho,\rho'\theta) &= 12\pi R^2 - 8R^2\left(\arccos\left(\frac{\rho}{4R}\right)+\arccos\left(\frac{\rho'}{4R}\right)+\arccos\left(\frac{d}{4R}\right)\right) \\ &+\rho\sqrt{4R^2-\left(\frac{\rho}{2}\right)^2}+\rho'\sqrt{4R^2-\left(\frac{\rho'}{2}\right)^2}+d\sqrt{4R^2-\left(\frac{d}{2}\right)^2}+2A_\Delta \end{aligned} \tag{3.17}$$

$$\text{Avec} \quad d=\sqrt{\rho^2+\rho'^2+2\rho\rho'\cos(\theta)}$$

Avec A_Δ l'aire de l'intersection des trois disques [13]. $12\pi R^2$ correspond à l'aire des trois disques à laquelle on soustrait les trois intersections deux à deux. Les fonctions f des deux types de trimères sont décrites par l'équation (3.18).

$$f(x,y,t,C)=\begin{cases} \text{1 pour } \begin{array}{ll} C\cap B(x,2R)=\varnothing \;\; x\in\Lambda_{6R} & |x-y|\le 2R \\ C\cap B(y,2R)=\varnothing, y\in\Lambda_{4R}, & |t-y|\le 2R \\ C\cap B(t,2R)=\varnothing \;\; t\in\Lambda_{2R} & |x-t|\le 2R \text{ pour } N_{3,3} \text{ et } |x-t|\ge 2R \text{ pour } N_{3,1} \end{array} \\ \text{0 sinon} \end{cases} \tag{3.18}$$

En suivant le même raisonnement qu'au paragraphe 3.2.3, l'équation (3.16) devient :

$$N_3=\frac{z^3\pi}{3}|\Lambda_{6R}|\int_0^{2R}\int_0^{2R}\int_\theta \rho\rho' e^{-zS(\rho,\rho',\theta)}d\rho d\rho' d\theta \tag{3.19}$$

Les calculs de $N_{1,3}$ et $N_{3,3}$ se distinguent par leurs bornes d'intégrations de l'angle θ. Pour cela, une condition sur Δ (équation 3.20) permet de déterminer la plage angulaire qui conduit au calcul de la valeur moyenne souhaitée. En fixant les valeurs de ρ et ρ', on teste alors celles de θ pour lesquelles on a $\Delta < 0$ afin de calculer $N_{1,3}$ ou $\Delta \ge 0$ pour calculer $N_{3,3}$.

$$\Delta=\left(\rho+\rho'\cos(\theta)\right)^2\left(\rho^2+\rho'^2+2\rho\rho'\cos(\theta)\right)^2\left(4R^2-\rho^2-\rho'^2-2\rho\rho'\cos(\theta)\right) \tag{3.20}$$

La Figure 3.7 montre $N_{1,3}$ et $N_{3,3}$ en fonction de *z*, la première remarque concerne le faible nombre maximum par rapport aux autres types de résonateurs (5 et 2 contre 95 et 32). Ceci est lié au fait que nous considérons ces deux types de clusters parmi tous ceux qui peuvent être formés. Par ailleurs, chaque trimère inclut 3 points. De ce fait, le nombre maximal de trimère est forcément borné par *N*/3. Il convient ici de souligner la différence des densités correspondant aux maxima $N_{1,3}$ ($z=6{,}411.10^{-3}$ mm^{-2}) et $N_{3,3}$ ($z=8{,}185.10^{-3}$ mm^{-2}).

Cette différence peut s'expliquer par la distance moyenne entre les résonateurs qui diminue avec la densité. Ainsi pour $N_{1,3}$ cette distance est plus grande en raison de la condition de non contact entre les deux résonateurs des extrémités, contrairement à $N_{3,3}$ qui force le contact entre tous les résonateurs.

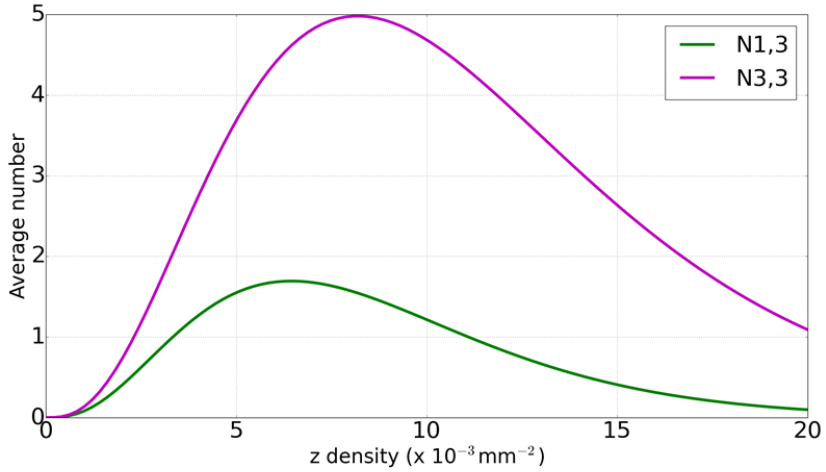

Figure 3.7 : Nombre moyen de trimères en fonction de z.

Avant d'effectuer d'autres calculs qui semblent très compliqués pour des clusters avec 4 résonateurs, il est nécessaire de faire un bilan comparatif de ce qui a déjà été calculé.

3.2.5 Bilan

La Figure 3.8 compare les nombres moyens des 4 types de résonateurs calculés précédemment. On observe très clairement la prédominance de N_1 et N_2 par rapport aux autres types jusqu'à une densité de 10.10^{-3} mm^{-2}. Autour d'une densité de 6.10^{-3} mm^{-2}, on peut observer avec la courbe noire que le nombre total de centres absorbant est maximum, l'absorption devrait être maximum pour cette densité. Au-delà de cette densité les nombres moyens commencent à devenir équivalents. Cependant, les résonateurs sont métalliques et une très forte densité tend à former un plan métallique uniforme qui a pour propriété de réfléchir totalement l'onde électromagnétique. Par conséquent, les très fortes densités sont d'un intérêt moindre au regard de l'objectif d'absorption de l'onde incidente. Comme N_1 et N_2 sont prédominants, l'absorption de l'onde électromagnétique est globalement décrite par le comportement de ces deux types de résonateurs. On peut ainsi négliger $N_{1,3}$ et $N_{3,3}$, et dans ces conditions, il parait inutile de calculer le nombre de clusters avec 4 résonateurs ou plus.

Pour la suite, les structures absorbantes seront simulées avec au préalable une étude plus approfondie du comportement des résonateurs isolés et des dimères en configuration périodique afin de mieux comprendre leurs rôles respectifs dans le but d'interpréter le spectre d'absorption.

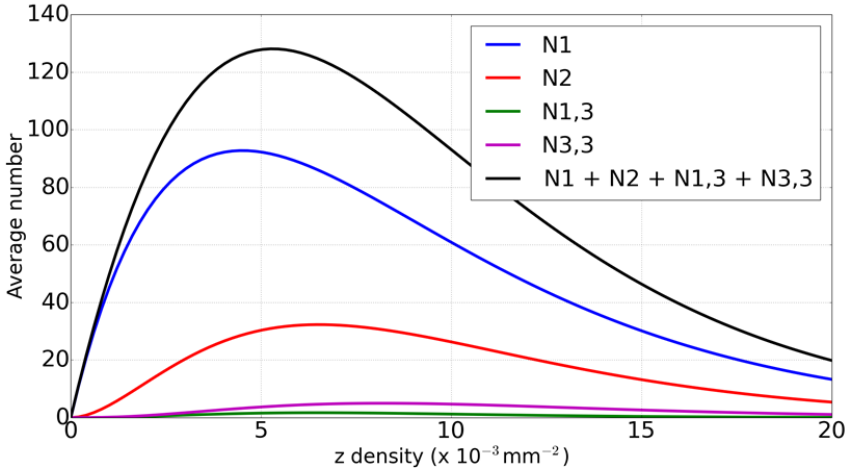

Figure 3.8 : Comparaison du nombre moyen de clusters en fonction de z.

3.3 Simulation numérique des structures absorbantes

3.3.1 Mécanisme d'absorption et simulation numérique de la structure périodique

L'absorbant sera une structure de type MIM (Métal Isolant Métal) où la première couche de métal contient la distribution des résonateurs, la deuxième couche est une lame uniforme d'Epoxy FR4 avec ε_r = 4,1(1-j0,02) d'épaisseur e = 0,8 mm suivie d'un plan métallique uniforme pour la dernière couche. Les résonateurs seront des motifs circulaires métalliques de rayon r = 4,2 mm et de hauteur h = 35 µm. Enfin, dans un premier temps une période de 24 mm sera appliquée afin de déterminer le spectre d'absorption d'un réseau périodique qui servira de référence.

La Figure 3.9 montre la cellule unitaire ainsi que le mécanisme de résonance [14], la faible épaisseur de diélectrique impose une réorientation du champ électrique entre le résonateur et le plan de masse créant par conséquent deux courants de déplacement et deux courants de conduction qui induisent une boucle de courant. Cette boucle est à l'origine d'un moment magnétique orthogonal au plan de la boucle. Cette résonance magnétique piège l'onde électromagnétique dans le diélectrique qui est dissipée en raison de la tangente de perte.

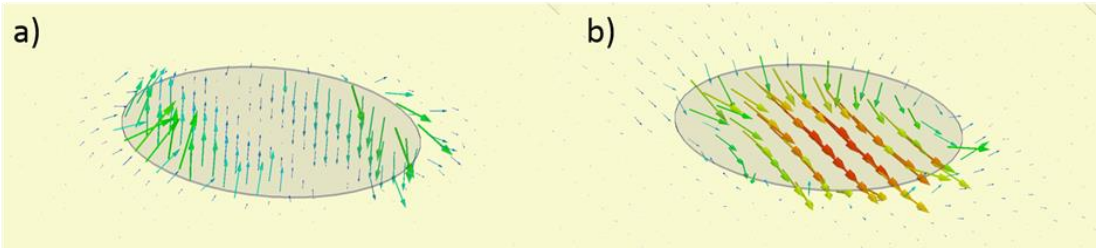

Figure 3.9 : Mécanisme de résonance permettant l'absorption a) carte de champ électrique b) carte de champ magnétique.

La simulation numérique est effectuée avec le solveur fréquentiel du logiciel *CST*, en appliquant à la cellule unitaire des conditions périodiques de Floquet suivant les directions *x* et *y* (Figure 3.9). Une condition perfect E (Champ électrique nul) est appliquée sous le domaine de simulation pour modéliser le plan de masse métallique. Enfin la structure est excitée par une onde plane dont le plan de référence est situé au niveau d'une condition PML (Perfect Matched Layer) [15] située à une distance de $\lambda/4$ au-dessus de la structure. λ correspond à la longueur d'onde moyenne du domaine de fréquences choisi (entre 8 et 12 GHz). Le spectre d'absorption (Figure 3.10) montre le mode de résonance fondamental d'un résonateur. La période de 24 mm permet de satisfaire la condition de couplage critique [16], autrement dit l'équilibre entre les coefficients de qualité de pertes et radiatifs, à l'origine d'une absorption unitaire à la fréquence de 9,36 GHz.

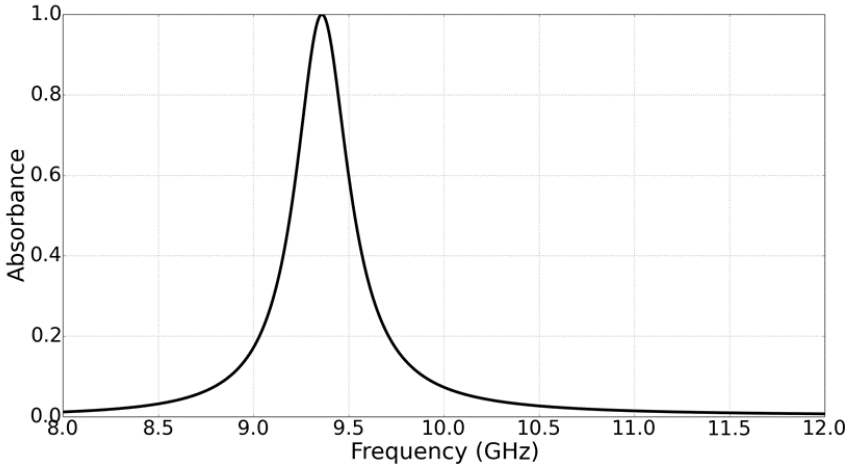

Figure 3.10 : Spectre d'absorption simulé d'un réseau périodique de résonateurs.

3.3.2 Simulation numérique d'une structure périodique de dimères

La structure périodique sera étudiée pour deux orientations de dimères, où la période de 24 mm sera conservée. La distance de 2,1 mm entre les centres des deux résonateurs est choisie arbitrairement. L'idée est d'orienter le dimère suivant les deux directions *x* et *y* pour étudier sa dépendance à la polarisation. Le mécanisme d'absorption est celui décrit par la Figure 3.9, ce qui explique le profil du spectre d'absorption de la Figure 3.11. Pour la courbe bleue le résonateur est plus grand dans la direction du champ électrique ce qui se traduit par une baisse de fréquence vers 6,3 GHz, comme le montre la carte du module du champ *E* sur la Figure 3.12a. En revanche, la fréquence de résonance observée sur la courbe rouge est de 8,7 GHz, soit proche de la fréquence de résonance d'un monomère, car l'orientation de l'axe principal du dimère a varié de 90 °. La Figure 3.12b montre que le module du champ *E* est plus important à 8,7 GHz plutôt qu'à 6,3 GHz.

Les différentes orientations des dimères ouvrent la possibilité d'absorption à une gamme de fréquence plus basse et contribuent donc à un élargissement de la bande. La

question de la dépendance à la polarisation peut se poser. Cependant si l'on considère en moyenne une trentaine de dimères (maximum de N_2), il peut exister suffisamment d'orientations différentes afin d'éviter cette dépendance [17].

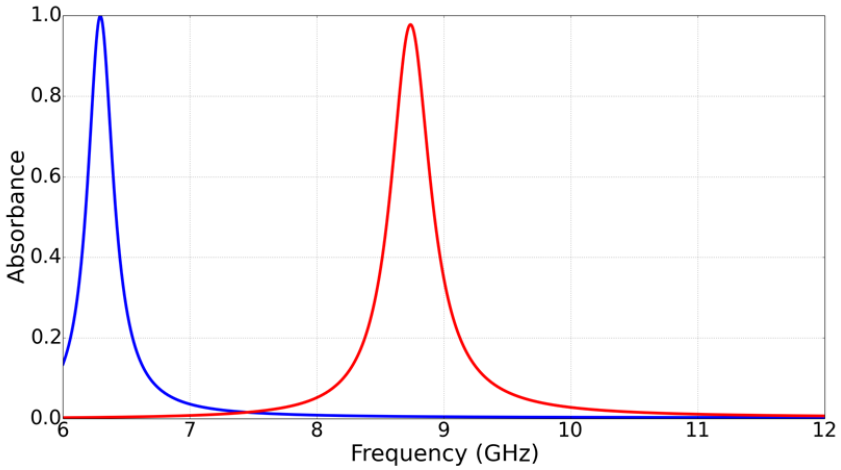

Figure 3.11 : Spectre d'absorption simulé d'un réseau périodique de dimères où les résonateurs sont distants de 2,1 mm. La courbe bleue correspond au cas où le grand axe du dimère est orienté suivant la direction du champ électrique incident, la courbe rouge au cas où le grand axe est orthogonal à la direction du champ électrique incident.

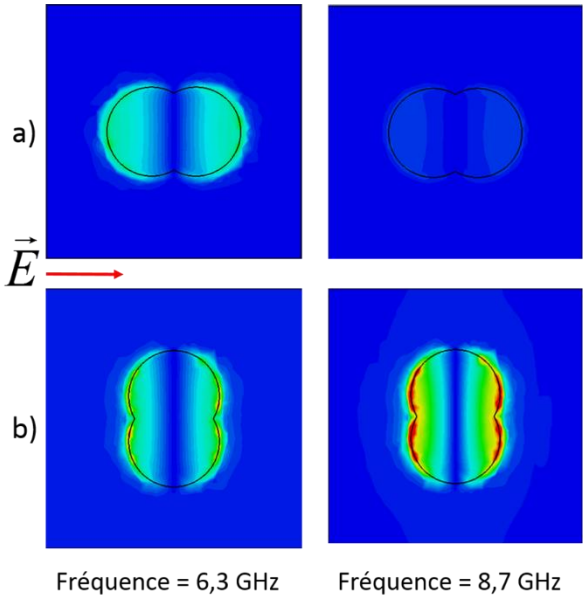

Figure 3.12 : Cartes du module du champ électrique pour un réseau de dimère où les résonateurs sont distants de 2,1 mm pour des fréquences de 6,3 et 8,7 GHz. Les dimères a) et b) sont respectivement associés à la courbe bleue et la courbe rouge de la Figure 3.11.

Le comportement des deux types de résonateurs dominant l'absorption est désormais connu. Nous pouvons à présent étudier le comportement des structures aléatoires sous l'effet d'un champ EM. Compte tenu de la position du pic de résonance du résonateur seul, la simulation sera effectuée entre 8 et 10 GHz.

3.3.3 Simulation numérique des structures aléatoires

Pour simuler une structure représentative de la distribution aléatoire, une super-cellule unitaire avec une taille suffisamment grande sera choisie. De manière pratique, cette super-cellule sera 100 fois plus grande que la cellule unitaire de la partie 3.3.1. Les conditions aux limites sont exactement les mêmes que pour la partie 3.3.1.

Les spectres d'absorption ont été simulés pour les quatre densités remarquables suivantes $z = 1{,}86.10^{-3}$, $4{,}461.10^{-3}$, $5{,}45.10^{-3}$ et $6{,}521.10^{-3}$ mm^{-2} qui correspondent respectivement à une densité similaire à celle de la structure périodique, à la densité qui maximise le nombre de résonateurs isolés N_1, à la densité qui maximise le nombre de centres absorbants total $N_1 + N_2 + N_{1,3} + N_{3,3}$ et à la densité qui maximise le nombre de dimère N_2. On ajoute à cela quatre autres densités dont les caractéristiques sont regroupées dans le Tableau 3.1.

z x10^{-3} mm^{-2}	λ	N_1	N_2	$N_{1,3}$	$N_{3,3}$	Σ
1,86	103	68	10	0	1	79
3	167	86	20	1	2	109
4,461	249	93	28	1	3	125
5,45	304	89	31	2	4	126
6,521	364	85	32	2	5	124
8	446	75	30	2	5	112
11	614	53	23	1	4	81
15	838	30	13	0	2	45
20	1117	13	5	0	1	19

Tableau 3.1 : Caractéristiques des distributions de Poisson étudiées avec z la densité, λ le nombre moyen de points et $\Sigma = N_1 + N_2 + N_{1,3} + N_{3,3}$.

Les Figures de 3.12 à 3.20 montrent le spectre d'absorption pour 3 distributions de chaque densité décrite par le Tableau 3.1. La Figure 3.12 reliée à $z = 1{,}86.10^{-3}$ mm^{-2} montre une baisse d'absorption globale des distributions de Poisson (courbes rouge, bleue et verte) par rapport à la structure périodique de la partie 3.3.1 (en noir) qui s'explique par la rupture de périodicité entraînant une réduction du coefficient de qualité [16]. Il convient également de souligner la possibilité d'apparition des dimères qui contribue à distribuer les fréquences de résonance et donc à réduire le nombre de centres absorbants associés à la fréquence initiale.

L'augmentation de la densité a pour effet d'augmenter l'absorption moyenne des structures (Figures 3.13) tout en élargissant la bande d'absorption. Cette amélioration de l'absorption s'explique par une augmentation du nombre de centres absorbants. Cette richesse de forme peut se traduire par une distribution des fréquences qui a un impact sur l'élargissement de la bande d'absorption.

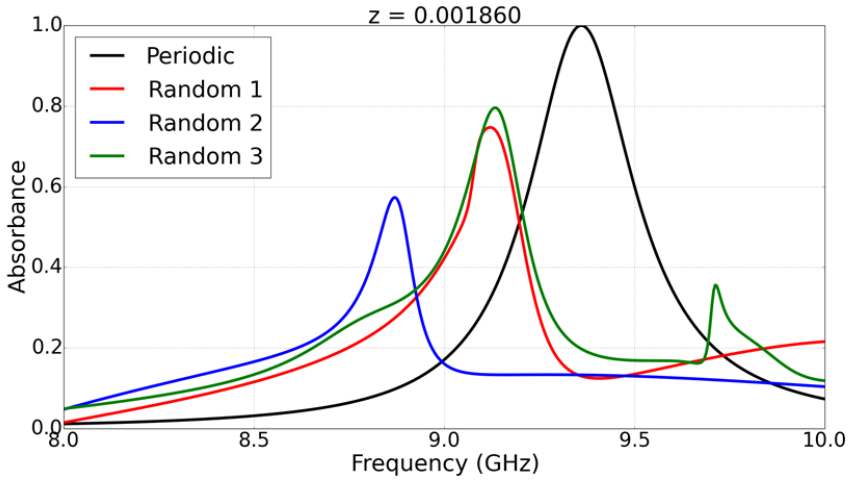

Figure 3.12 : Spectre d'absorption de la structure périodique (en noir) comparé à ceux de trois distributions de Poisson de densité z = 1,86.10^{-3} mm^{-2} sur une surface de 20x30 cm^2

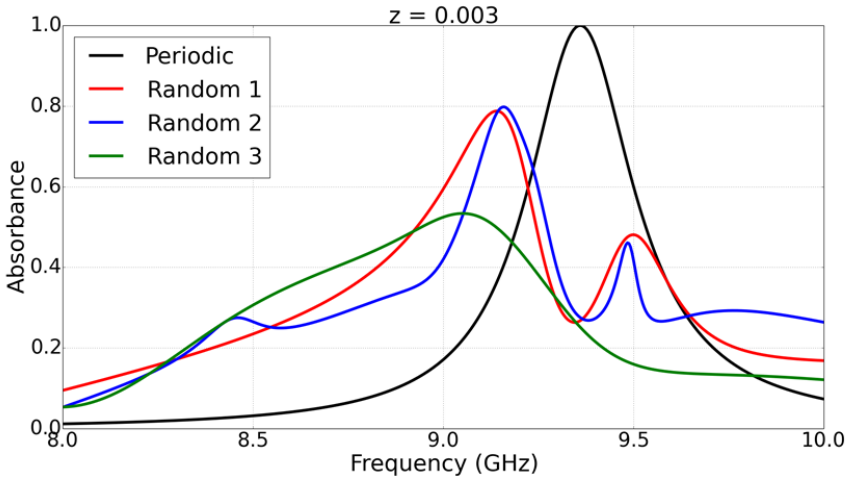

Figure 3.13 : Spectre d'absorption de la structure périodique (en noir) comparé à ceux de trois distributions de Poisson de densité z = 3.10^{-3} mm^{-2} sur une surface de 20x30 cm^2

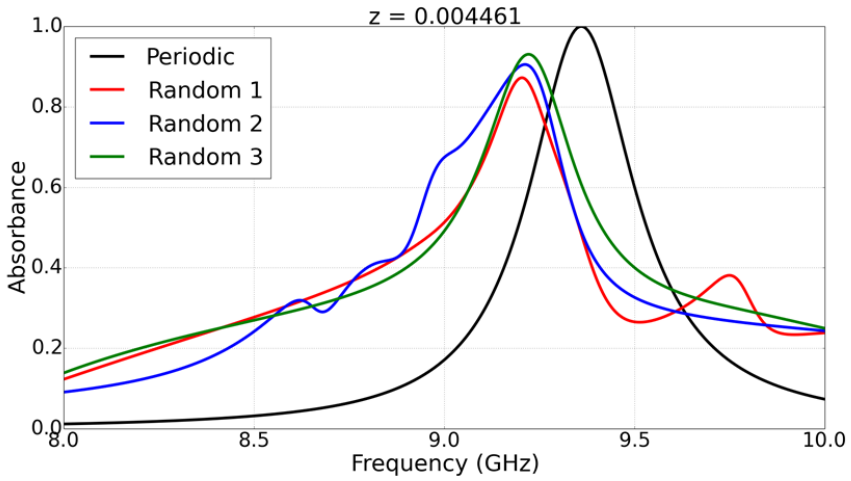

Figure 3.14 : Spectre d'absorption de la structure périodique (en noir) comparé à ceux de trois distributions de Poisson de densité z = 4,4461.10^{-3} mm^{-2} sur une surface de 20x30 cm^2

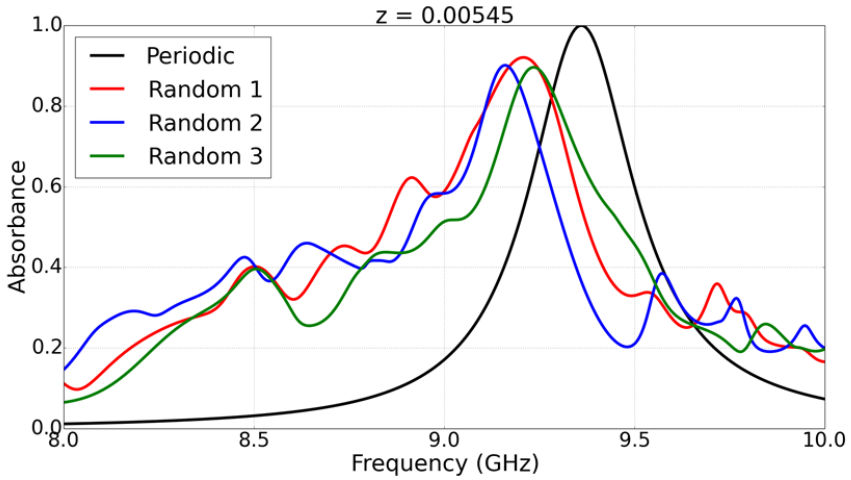

Figure 3.15 : Spectre d'absorption de la structure périodique (en noir) comparé à ceux de trois distributions de Poisson de densité z = 5,45.10^{-3} mm^{-2} sur une surface de 20x30 cm^2

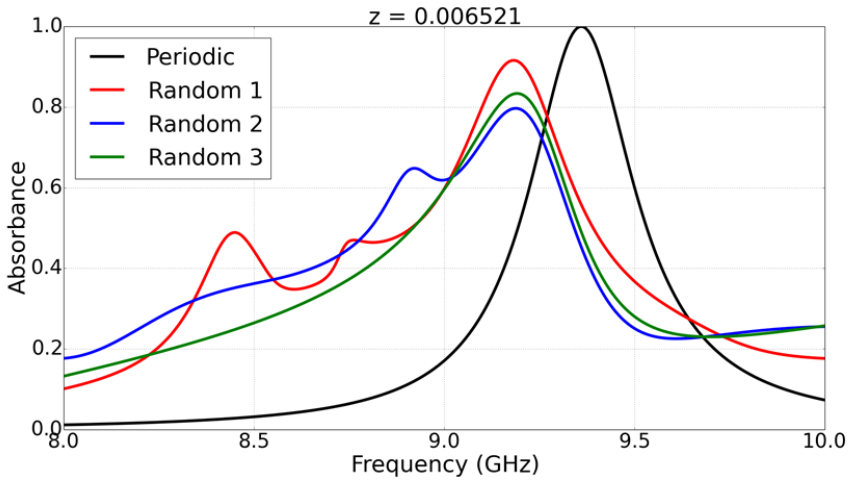

Figure 3.16 : Spectre d'absorption de la structure périodique (en noir) comparé à ceux de trois distributions de Poisson de densité z = 6,521.10^{-3} mm^{-2} sur une surface de 20x30 cm^2

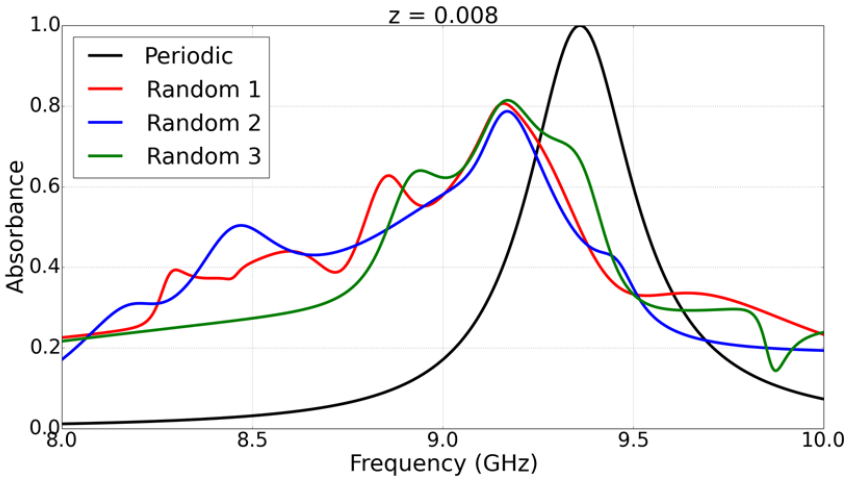

Figure 3.17 : Spectre d'absorption de la structure périodique (en noir) comparé à ceux de trois distributions de Poisson de densité z = 8.10^{-3} mm^{-2} sur une surface de 20x30 cm^2

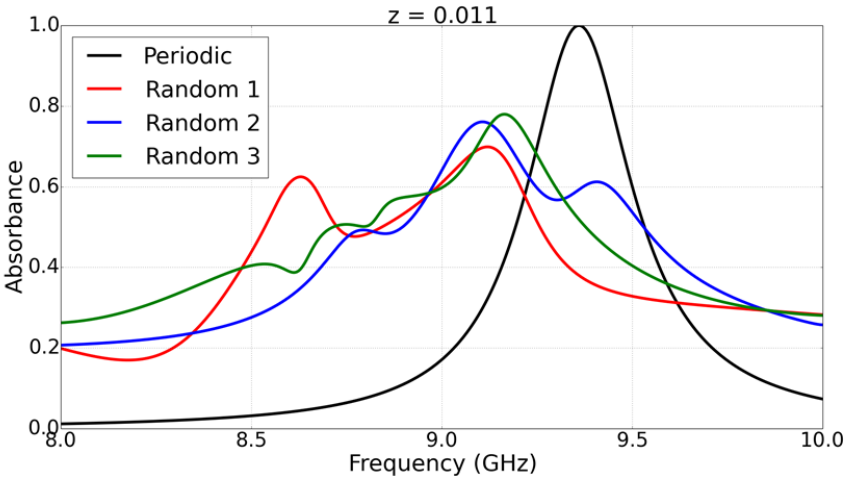

Figure 3.18 : Spectre d'absorption de la structure périodique (en noir) comparé à ceux de trois distributions de Poisson de densité z = 11.10^{-3} mm^{-2} sur une surface de 20x30 cm^2

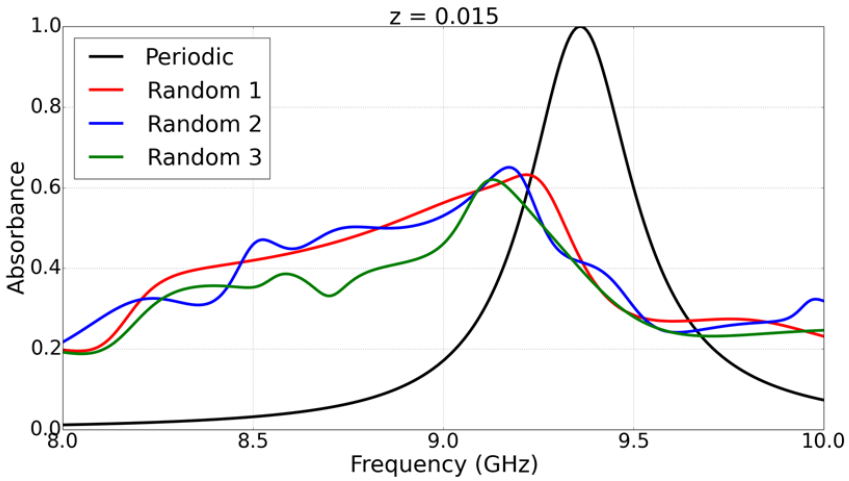

Figure 3.19 : Spectre d'absorption de la structure périodique (en noir) comparé à ceux de trois distributions de Poisson de densité z = 15.10^{-3} mm^{-2} sur une surface de 20x30 cm^2

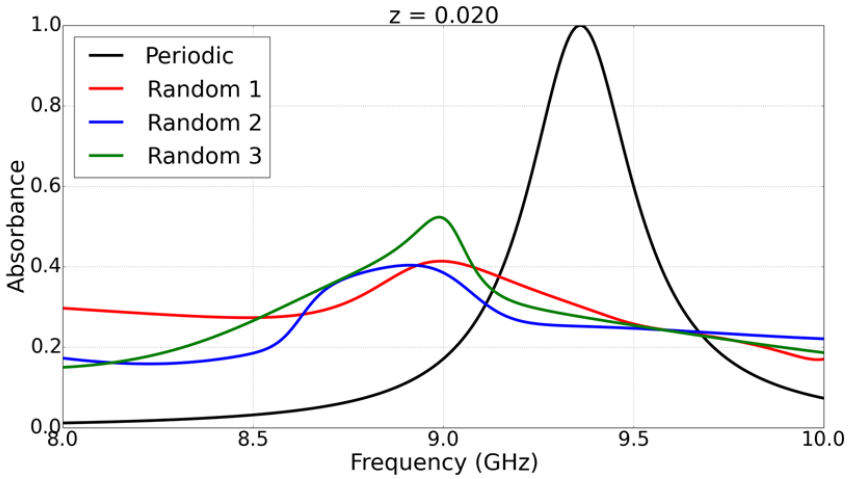

Figure 3.20 : Spectre d'absorption de la structure périodique (en noir) comparé à ceux de trois distributions de Poisson de densité z = 20.10^{-3} mm^{-2} sur une surface de 20x30 cm^2

Les situations illustrées par les spectres des Figures 3.14, 3.15 et 3.16 correspondent respectivement au maximum du nombre de résonateurs simples, au maximum du nombre de centres absorbants et au maximum de dimères. Afin de quantifier l'absorption, nous considérons le produit de l'absorption maximale moyenne par la largeur de bande relative à 80 %. Le choix de cette valeur est justifié par le fait qu'un pic d'absorption est situé sous la limite de 90 %. Les résultats sont regroupés dans le Tableau 3.2.

z x10^{-3} mm^{-2}	Fréquence de résonance f_0 (GHz)	Largeur de bande Δf à 80 % (GHz)	Absorption A en %	A x $\Delta f/f_0$ à 80 %
4,461	9,22	0,15	93	0,01513
5,45	9,2	0,17	92	0,017
6,521	9,18	0,17	91	0,01685

Tableau 3.2 : Caractéristiques de résonances et d'absorptions des Figures 3.14, 3.15 et 3.16.

Il résulte un meilleur produit absorption x largeur de bande relative qui est lié au fait que la densité z = 5,45.10^{-3} mm^{-2} présente le plus grand nombre de centres absorbants (Tableau 3.1). Enfin lorsque le nombre de dimères continue à augmenter jusqu'à son maximum (Figure 3.16). L'augmentation de la largeur de bande relative est compensée par la baisse d'absorption à la résonance principale.

Enfin, plus la densité augmente (Figures 3.17, 3.18, 3.19 et 3.20), plus l'absorption diminue en raison de la diminution du nombre de résonateurs isolés et de centres absorbants. La largeur de bande augmente en raison de la multiplication des différentes tailles de résonateurs. Cette perte d'absorption s'explique également par le fait qu'un nombre trop

important de résonateurs va générer une distribution qui pourrait s'apparenter à un plan métallique uniforme à l'origine d'une réflexion totale de l'onde.

Malgré un meilleur produit absorption x largeur de bande relative pour $z = 5{,}45.10^{-3}$ mm^{-2}, l'écart avec les densités voisines du Tableau 3.2 est faible. Par conséquent, pour obtenir une absorption significative, on peut se contenter de choisir une densité z comprise entre les densités des maximums de N_1 et N_2. Ceci permet également de compenser l'incertitude sur le nombre de points pour une distribution de Poisson qui est une donnée moyenne. Par exemple, pour $z = 5{,}45.10^{-3}$ mm^{-2} l'écart type est de 17 points sachant que le nombre moyen de points est de 304 (Tableau 3.1).

En résumé, l'absorption varie peu pour des densités situées entre $4{,}461.10^{-3}$ et $6.521.10^{-3}$ mm^{-2}. Par conséquent, pour la partie expérimentale, nous ne considérons que deux valeurs de densités entre les pics de N_1 et de N_2.

3.4 Fabrication et caractérisation expérimentale

3.4.1 Fabrication des structures

La première contrainte que l'on peut signaler pour ce type d'absorbant est la présence potentielle de contacts voire de zones de recouvrement entre les résonateurs (Figure 3.1). Pour rappel, la structure résonante est composée d'une couche uniforme de métal sous une couche uniforme d'Epoxy de 0,85 mm recouverte du réseau aléatoire métallique. Les absorbants ont été réalisés à partir de substrats en Epoxy FR4 métallisés sur les deux faces (Figure 3.21). En raison de la complexité de la structure aléatoire et compte tenu du rayon des motifs circulaires (4,2 mm), la structure est fabriquée de la même manière que des circuits imprimés (insolation puis gravure chimique).

Figure 3.21 : Schéma d'une plaque double face servant à élaborer des circuits imprimés

Lors du protocole d'élaboration d'un circuit imprimé, on attaque le cuivre avec du perchlorure de fer pour former nos résonateurs. La résine photo-sensible a pour rôle de protéger le cuivre à l'endroit où nous souhaitons placer notre distribution aléatoire. La résine qui doit être retirée est exposée aux rayons UV. Pour protéger la zone où l'on veut conserver la métallisation, nous réalisons un masque composé de la distribution de résonateurs affiché en noir sur une feuille transparente.

À partir du logiciel *CST* la distribution simulée peut être exportée sous forme d'un fichier au format Gerber, utilisé pour l'élaboration des circuits imprimés. Ce fichier est envoyé vers une flasheuse argentique qui illumine un film transparent recouvert de cristaux d'halogénures d'argent (AgBr) dans la zone où nous souhaitons avoir un motif. Après révélation du film photographique, les motifs sont très contrastés et prennent un aspect noir intense sur fond transparent. Il ne reste plus qu'à rendre le film insensible à la lumière en le passant dans une solution appelée fixateur qui permet d'évacuer l'halogénure d'argent par rinçage. On obtient alors le masque.

La deuxième étape consiste à exposer la résine photo-sensible aux rayons UV à travers le masque. Cette résine est constituée de polymères dont les liaisons sont cassées par l'exposition aux rayons UV, ce qui favorise la dissolution par un révélateur. La plaque est ensuite passée dans une machine à perchlorure de fer qui va attaquer le cuivre non protégé par la résine. On procède ensuite à un rinçage à l'eau puis au retrait de la résine avec de l'acétone, ce qui achève le processus de fabrication (Figure 3.22).

Figure 3.22 : Exemple de structure absorbante aléatoire réalisée par méthode de circuits imprimés.

3.4.2 Mesure angulaire en champ proche

3.4.2.1 Dispositif de mesure

Avec une perspective d'application dans le domaine de la furtivité, il est nécessaire de mesurer la qualité de l'absorption ainsi que sa robustesse angulaire. C'est l'objectif de la caractérisation en bi-statique que nous avons menée.

La Figure 3.23 montre le dispositif expérimental constitué de deux cornets de bande de fréquence d'utilisation comprise entre 8,2 et 12,4 GHz et de 78,49x59,44 mm^2 d'ouverture. Pour effectuer l'étude angulaire, les deux guides sont placés sur une arche de telle façon à ce

que les antennes soit distantes de 41 cm par rapport à l'échantillon. Soit à la limite de la condition d'exposition en champ lointain donnée par l'équation 3.21 [18].

$$r = \frac{2D^2}{\lambda} \tag{3.21}$$

Où r est la distance minimum satisfaisant la condition de champ lointain, D la taille la plus grande de la sortie du cornet et λ la longueur d'onde étudiée. Ces cornets sont ensuite connectés à un analyseur de réseau *Rohde & Schwarz*. Ce dispositif de mesure est placé dans la chambre anéchoïque de la plateforme de caractérisation de l'IEMN.

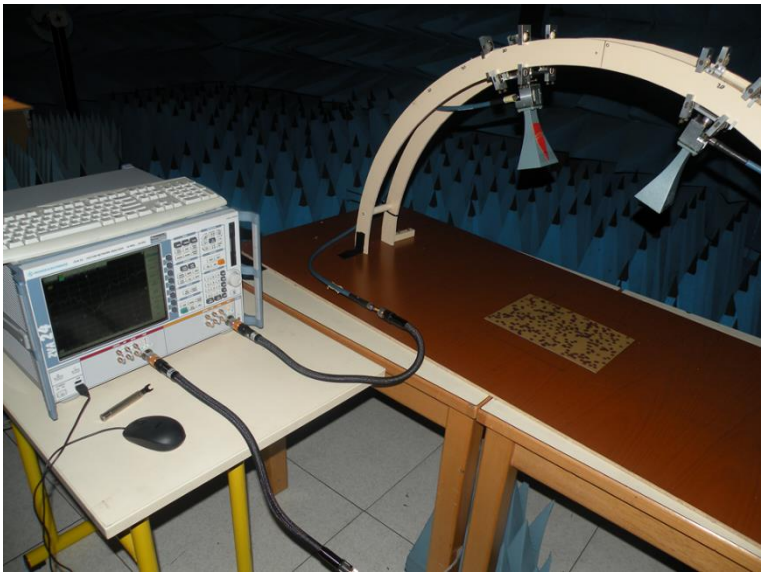

Figure 3.23 : Photo de la chambre anéchoïque incluant le dispositif de mesure composé des deux cornets attachés sur l'arche et reliés à l'analyseur de réseau.

3.4.2.2 Résultats de la caractérisation

Le Tableau 3.3 regroupe les densités choisies pour effectuer les mesures. Il y aura une distribution par densité en plus d'une structure périodique simulée dans la partie 3.3.1. L'étape de calibration est similaire à celle effectuée au chapitre 2, partie 2.2.4.

On effectue d'abord les mesures sur la plaque de circuit imprimé face verso (plan de masse apparent) pour mesurer le S_{21} du plan métallique et ainsi avoir une référence pour ensuite caractériser les différents échantillons. On pivote l'échantillon de 90° après chaque mesure. Ensuite on change l'angle d'orientation des cornets avec un pas de 5° jusqu'à 20°. Enfin, après le balayage en angle, on change l'orientation des cornets pour passer de la polarisation TE à la polarisation TM. Pour traiter les données, on soustrait, en dB, le S_{21} de la référence métallique au S_{21} des échantillons. On obtient enfin l'absorption en puissance par

l'opération $A=1-S_{21}^2$. Ce calcul suppose que l'onde incidente est majoritairement réfléchie suivant la direction spéculaire. Cette hypothèse a été validée expérimentalement dans la référence [17]. Les Figures 3.24 et 3.25 montrent quatre spectres d'absorption suivant la polarisation TE, les deux premiers à un angle de 10°, les deux suivants à 20°. *x* correspond ici à la position de l'échantillon similaire à la Figure 3.23. *y* désigne une rotation de l'échantillon de 90° par rapport à la situation précédente.

z x10^{-3} mm^{-2}	λ	N_1	N_2	$N_{1,3}$	$N_{3,3}$	Σ
1,86	103	68	10	0	1	79
4,461	249	93	28	1	3	125
5	278	92	30	1	3	126
6	333	89	32	2	4	127
6,521	364	85	32	2	5	124
17,5	972	20	8	1	2	31

Tableau 3.3 : Caractéristiques des densités des échantillons mesurés.

La première courbe de la Figure 3.24 montre que le pic d'absorption du réseau périodique se situe à 9,46 GHz. Cette augmentation de fréquence de 100 MHz est due à l'incertitude de l'épaisseur et de la permittivité des plaques double métallisation des circuits imprimés. L'introduction du désordre diminue l'absorption, on peut cependant observer une absorption plus importante pour z = 0,00186 mm^{-2} par rapport à z = 0,00461 mm^{-2} alors que l'inverse se produit en simulation. Comme nous sommes à la limite entre le champ proche et le champ lointain, l'onde EM n'excite pas tout l'échantillon avec une concentration sur le centre de celui-ci. Or, si on regarde les deux échantillons concernés (Figure 3.26), on peut remarquer également une concentration de résonateurs au centre de l'échantillon qui présente la densité plus faible. À l'inverse, l'échantillon à la densité la plus importante est caractérisé par un vide relatif en son centre. Or dans le cas des simulations, tous les résonateurs sont illuminés de manière équivalente quelques soit leurs emplacements sur la surface. Pour les densités z = 0,005 et z = 0,006 mm^{-2}, c'est-à-dire pour les densités comprises entre le pic de résonateurs isolés et de dimères, on observe deux pics de résonance qui correspondent à une réponse combinée des monomères et des dimères. Enfin un pic à plus basse fréquence apparait vers 8,6 GHz. Ce pic correspond à la réponse des dimères et illustre la prédominance de ces deux types de configuration (monomère et dimère) pour les densités considérées. Enfin lorsque z = 0,0175 mm^{-2}, l'absorption diminue fortement en raison du trop grand nombre de résonateurs qui s'agglomèrent et tendent à former un plan réflecteur. L'augmentation de l'angle d'incidence diminue logiquement l'amplitude de l'absorption. Enfin la tendance d'absorption reste similaire lorsqu'on pivote l'échantillon de 90° (Figure 3.25).

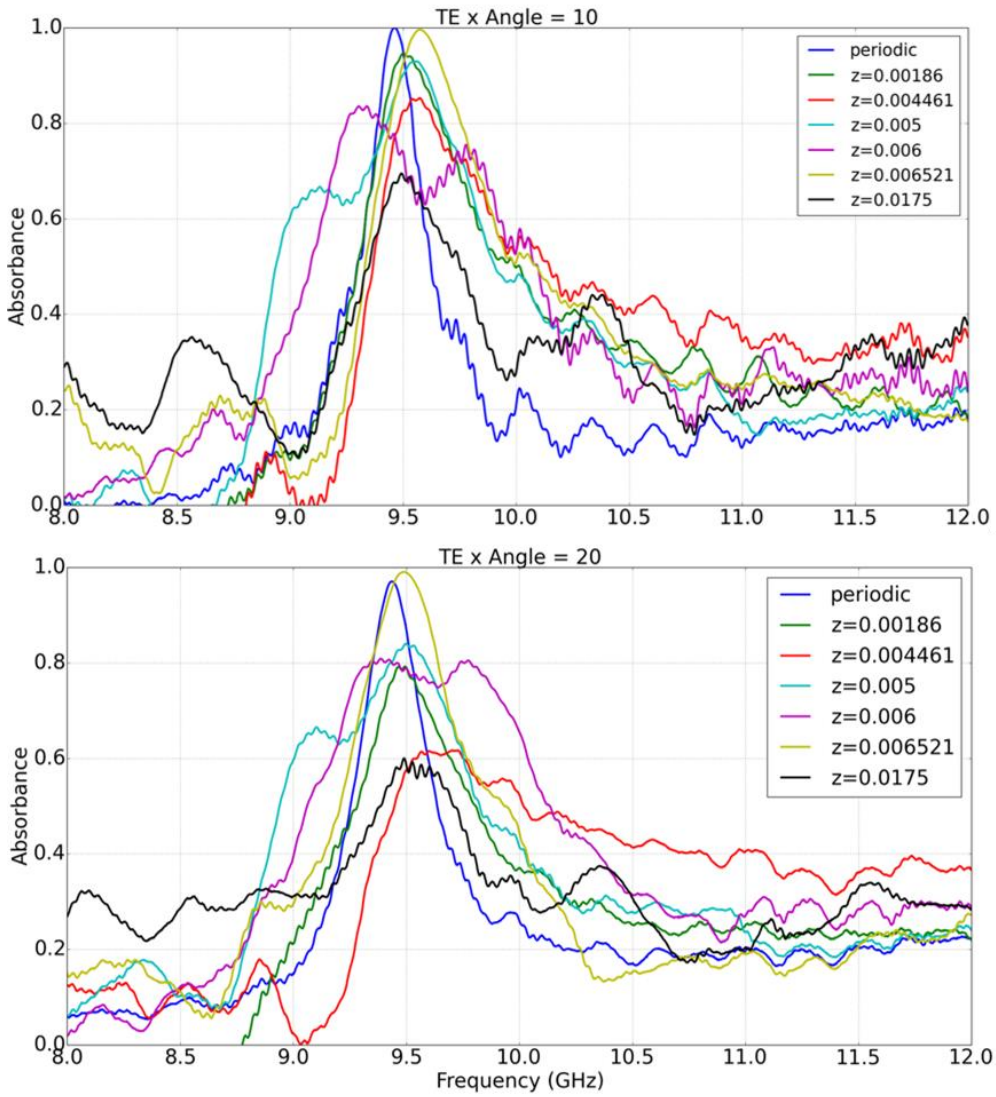

Figure 3.24 : Spectres d'absorptions mesurés suivant la polarisation TE, avec l'échantillon placé avec l'orientation x (comme sur la Figure 3.23) et avec des angles d'incidences de 10 à 20 °. La courbe bleue représente l'absorption de la structure périodique.

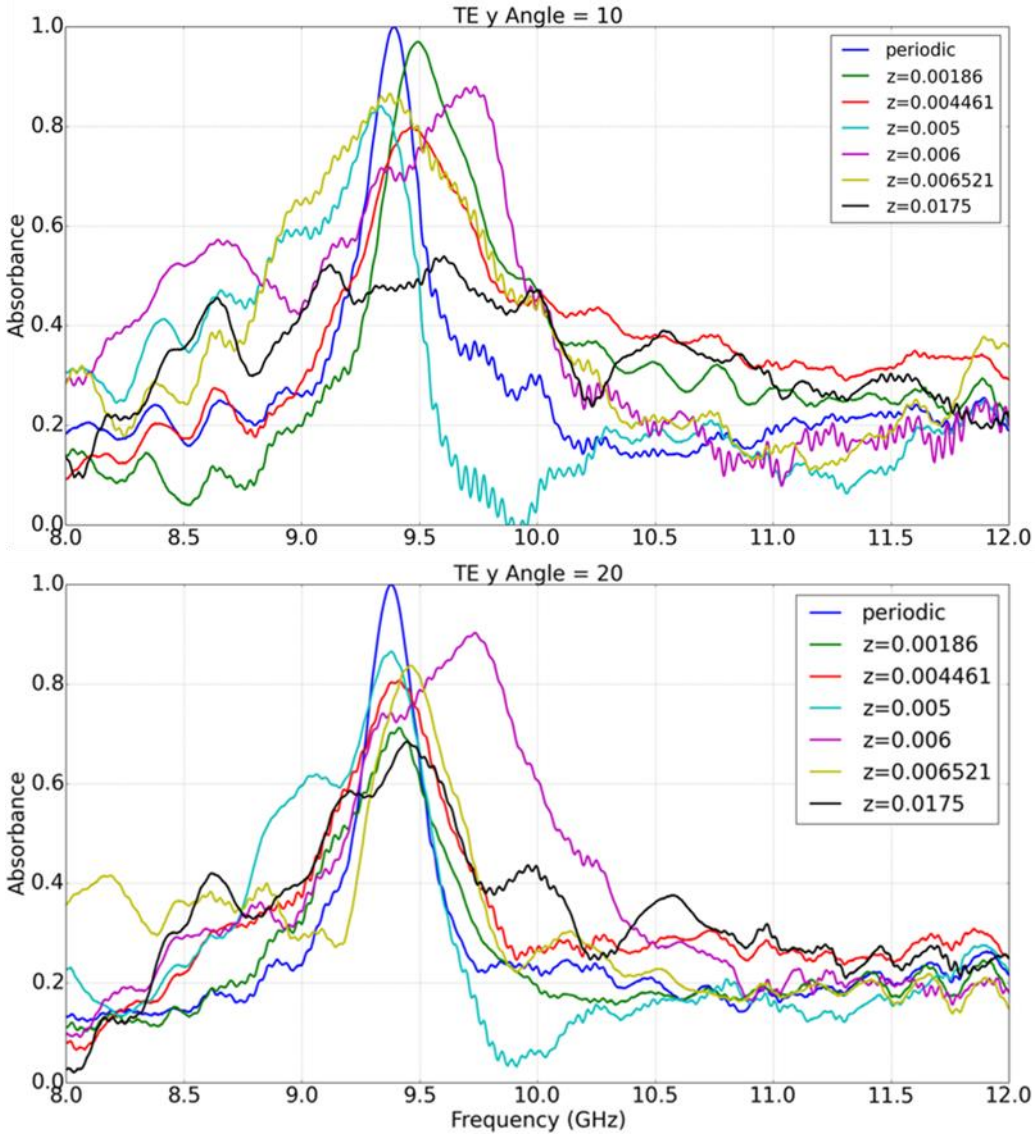

Figure 3.25 : Spectres d'absorptions mesurés suivant la polarisation TE, avec l'échantillon placé avec l'orientation y (rotation de 90° par rapport à la Figure 3.23) et avec des angles d'incidences de 10 à 20 °. La courbe bleue représente l'absorption de la structure périodique.

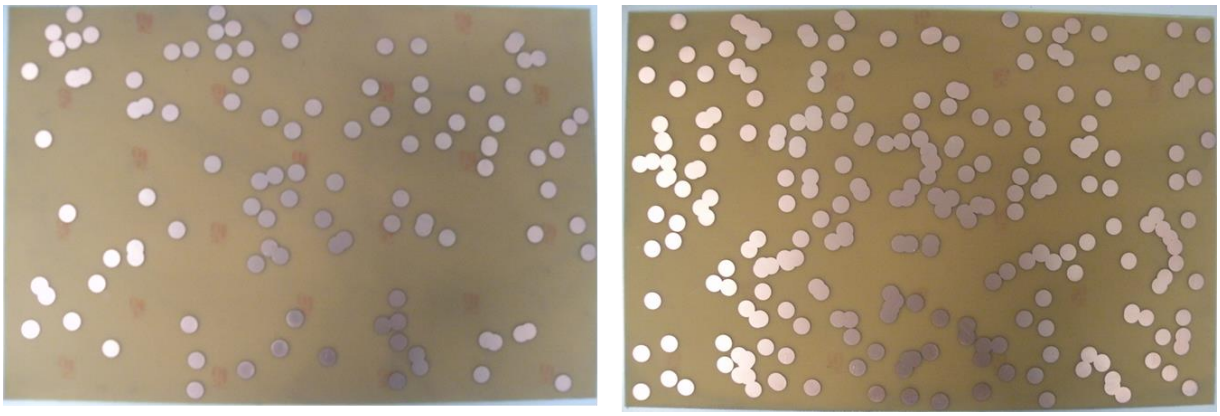

Figure 3.26 : Échantillons mesurés pour une distribution de Poisson de densité $z = 0{,}00186\ mm^{-2}$ (à gauche) et $z = 0{,}00461\ mm^{-2}$ (à droite).

En polarisation TM (Figure 3.27), les comportements sont similaires, ce qui illustre la relative insensibilité à la polarisation des distributions de Poisson. On peut cependant noter une plus forte diminution en fonction de l'angle d'incidence par rapport à la polarisation TE. Cette diminution est accompagnée d'une légère augmentation en fréquence. Cette tendance peut s'expliquer par le fait que la taille apparente des résonateurs diminue avec l'inclinaison du vecteur champ électrique. En effet, en polarisation TE, le champ E conserve toujours la même direction et ''voit'' toujours les mêmes résonateurs quel que soit l'angle d'incidence, ce qui n'est pas le cas en polarisation TM. L'inconvénient de cette démarche expérimentale est que l'on soit à la limite du champ lointain et que l'onde interagisse avec une seule partie de l'échantillon. C'est pourquoi une autre campagne de mesure a été effectuée en mono-statique, sous incidence normale, mais en balayant successivement plusieurs parties de l'échantillon.

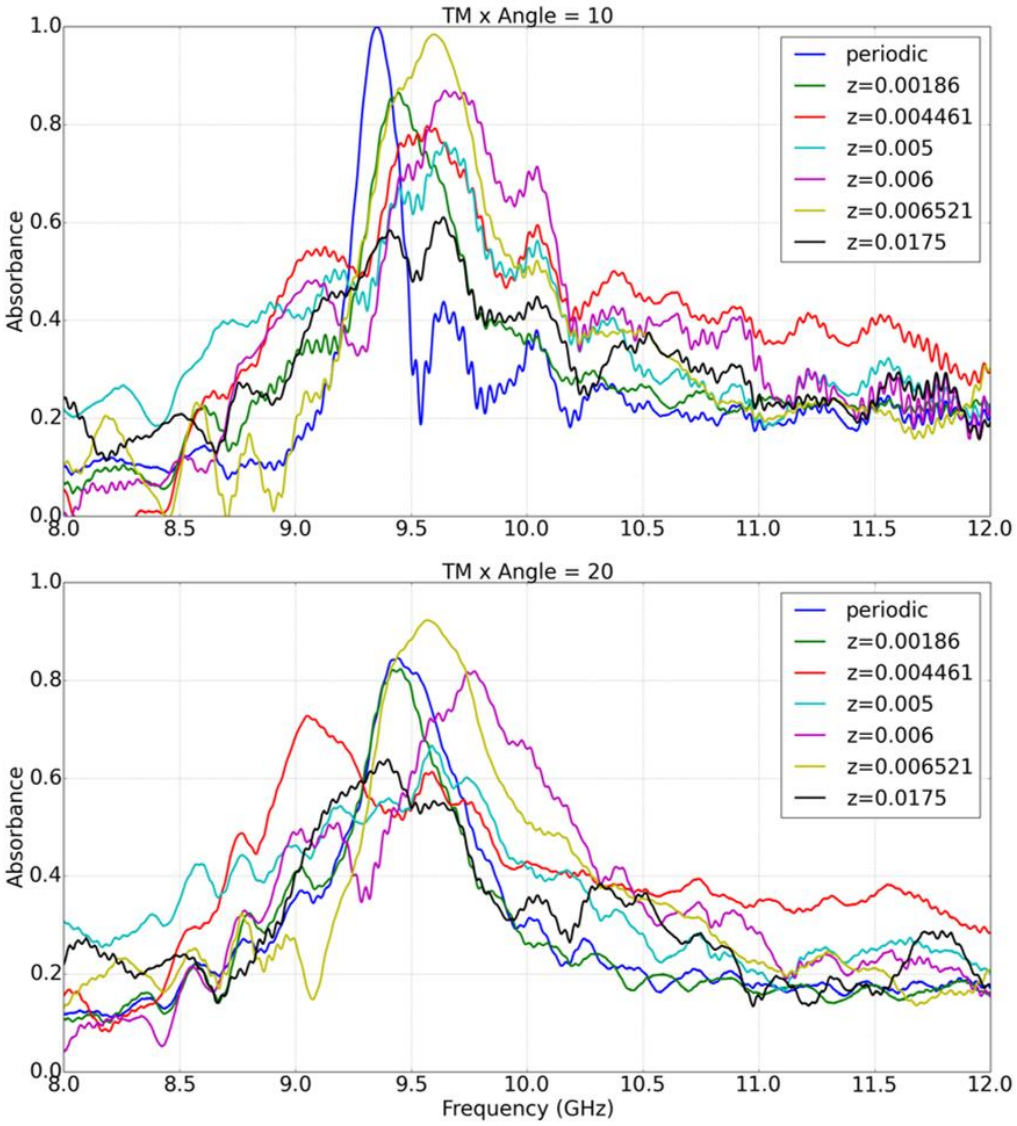

Figure 3.27 : Spectres d'absorptions mesurés suivant la polarisation TM, avec l'échantillon placé suivant l'orientation x (comme sur la Figure 3.23) et avec des angles d'incidences de 10 à 20 °. La courbe bleue représente l'absorption de la structure périodique.

3.4.3 Mesure mono-statique dans la zone de Fresnel

Pour cette campagne de mesure nous avons utilisé un des deux cornets de la mesure précédente. La Figure 3.28 montre le banc de mesure utilisé pour effectuer la caractérisation, on y connecte un guide d'ondes avec une ouverture de 1 cm par 2,3 cm adaptée à l'entrée du cornet bande X. Une procédure de calibration TRL sur 2-ports sera effectuée à la sortie de ce guide. Pour cette étape de calibration nous avons besoin de connecter les ports par deux guides pour réaliser la condition de 'through', de placer un plan métallique à la sortie du guide pour réaliser un court-circuit, de placer une portion de guide afin de générer un retard et créer un déphasage de π à la réflexion qui correspond à une condition de type circuit ouvert. Enfin, la dernière étape consiste à considérer l'adaptation à partir de la réflexion sur un absorbant Eccosorb supposé idéal dans cette bande de fréquences. Seul le S_{11} est mesuré dans cette approche mono-statique. Le cornet est placé à une hauteur de 9,2 cm ce qui nous place à la limite entre le champ proche et le champ lointain que l'on appelle la zone de Fresnel [19]. Cette condition permet d'obtenir une dynamique de mesure satisfaisante tout en limitant la divergence du faisceau.

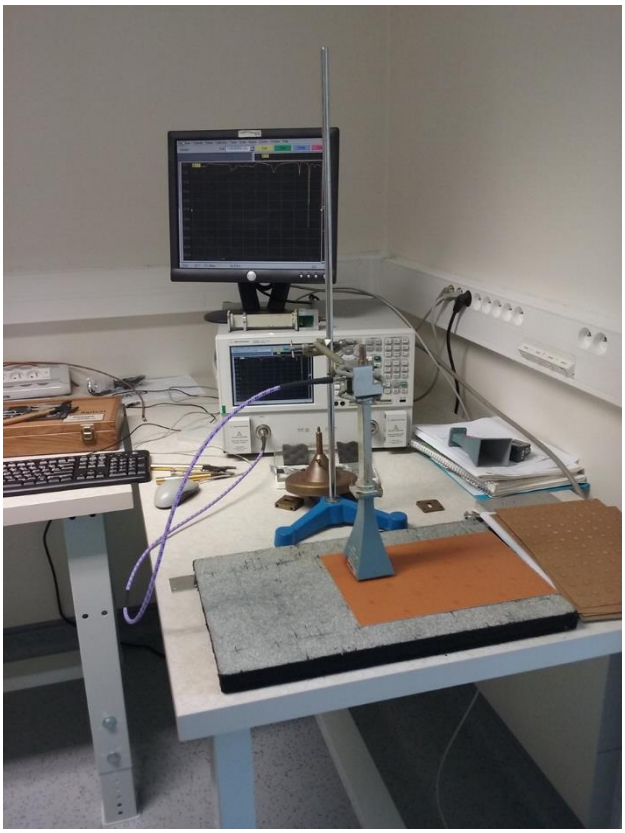

Figure 3.28 : Photo du banc de mesure mono-statique pour mesurer le S_{11} des échantillons de Poisson.

Les mesures sont effectuées sur quatre zones de l'échantillon. On effectue ensuite une moyenne des S_{11} mesurés conformément à la procédure décrite en référence [20]. La Figure 3.29 montre l'évolution du S_{11} moyenné pour différentes densités et différentes zones. Comme attendu le minimum de réflexion s'observe pour la structure périodique, suivi d'une augmentation de la réflexion pour la densité z = 1,186.10^{-3} mm^{-2} car on ne satisfait plus le critère de couplage critique [16]. Par contre, pour deux densités comprises entre les pics de monomères et de dimères, on observe une diminution du S_{11} accompagnée d'un élargissement de bande qui s'explique par la contribution simultanée des dimères et des monomères. On observe ensuite un coefficient de réflexion élevé pour une forte densité qui est une signature d'une structuration évoluant graduellement vers le plan de masse.

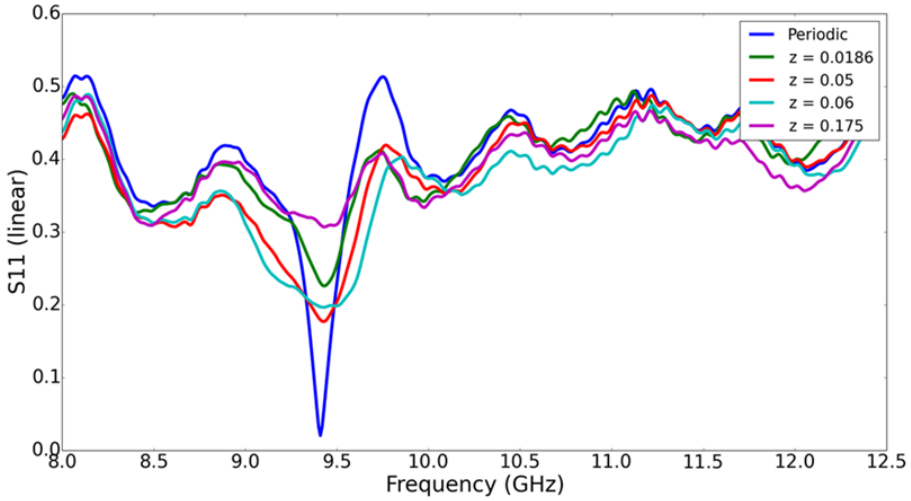

Figure 3.29 : Spectre de réflexion moyenné sur 4 zones des distributions aléatoires de Poisson.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons introduit le processus de Poisson qui se décompose en deux étapes à partir d'une valeur moyenne et d'une surface. La première étape consiste à tirer au hasard un nombre de points, la deuxième à les répartir sur la surface. La condition de contact des résonateurs permet l'utilisation d'outils mathématiques analytiques afin de déterminer les valeurs moyennes des différents types de regroupements de résonateurs en fonction de la densité. L'utilisation de ces outils a permis de démontrer une prédominance des résonateurs isolés et des dimères dont il était important d'étudier le comportement. La résonance du motif isolé piège l'onde EM entre le résonateur et le plan de masse afin de dissiper l'onde EM par les pertes du diélectrique, le mécanisme de résonance du dimère est identique mais sa fréquence varie en fonction de l'orientation de son axe par rapport au champ E. Les simulations numériques ont montré que l'on peut atteindre une absorption optimale dans le cas où le nombre de centres absorbants est le plus grand.

La fabrication des échantillons suit la même procédure que la fabrication des circuits imprimés afin de pouvoir reproduire la superposition des résonateurs. Une première série de mesures bi-statiques effectuée en chambre anéchoïque a confirmé en partie la tendance observée par les simulations. Toutefois ces premières mesures ont souffert de limitations liées au compromis entre dynamique de mesure et nécessité d'éclairer une zone représentative de la distribution aléatoire considérée. C'est pourquoi la dernière série de mesure en salle de caractérisation consistait à relever le S_{11} sur quatre zones de la distribution, pour ainsi en faire une moyenne pour considérer toute la distribution. D'autant plus que cette démarche permet de reproduire les conditions de champ lointain même si l'on effectue les mesures au niveau de la zone de Fresnel. Cette procédure expérimentale a finalement confirmé la tendance observée lors des simulations.

Cependant, la superposition des résonateurs implique une efficacité d'absorption en général inférieure à 90 %. Par la suite, nous étudierons l'influence d'une distribution aléatoire avec la condition de non-contact entre les résonateurs pour cibler de meilleures absorptions. En contrepartie la théorie basée sur les intégrales de Slivnyak-Mecke ne pourra pas être appliquée.

Bibliographie

[1] A. Moreau *et al.*, « Controlled-reflectance surfaces with film-coupled colloidal nanoantennas », *Nature*, vol. 492, n° 7427, p. 86‑89, déc. 2012.

[2] J. Hao, É. Lheurette, L. Burgnies, É. Okada, et D. Lippens, « Bandwidth enhancement in disordered metamaterial absorbers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 105, n° 8, p. 81102, août 2014.

[3] H. Zhang, Y. Liu, et B. Li, « Notes on discrete compound Poisson model with applications to risk theory », *Insur. Math. Econ.*, vol. 59, p. 325‑336, nov. 2014.

[4] H. G. Othmer, S. R. Dunbar, et W. Alt, « Models of dispersal in biological systems », *J. Math. Biol.*, vol. 26, n° 3, p. 263‑298, juin 1988.

[5] G. J. Babu et E. D. Feigelson, « Spatial point processes in astronomy », *J. Stat. Plan. Inference*, vol. 50, n° 3, p. 311‑326, mars 1996.

[6] H. R. Thompson, « Spatial Point Processes, with Applications to Ecology », *Biometrika*, vol. 42, n° 1/2, p. 102, juin 1955.

[7] M. Haenggi, J. G. Andrews, F. Baccelli, O. Dousse, et M. Franceschetti, « Stochastic geometry and random graphs for the analysis and design of wireless networks », *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 27, n° 7, p. 1029‑1046, sept. 2009.

[8] M. Bertero et P. Boccacci, *Introduction to Inverse Problems in Imaging*. CRC Press, 1998.

[9] H. P. Keeler, *Notes on the Poisson point process*. 2015.

[10] S. N. Chiu, D. Stoyan, W. S. Kendall, et J. Mecke, *Stochastic Geometry and Its Applications*. Wiley, 2013.

[11] W. Rudin, *Analyse réelle et complexe: cours et exercices*. Dunod, 1998.

[12] S. M. Ross, *Introduction to Probability Models*. Academic Press, 2006.

[13] M. P. Fewell, MOD, M. Operations Division, et M. Operations Division Chief, « Area of common overlap of three circles », oct. 2006.

[14] C. A. Balanis, *ANTENNA THEORY: ANALYSIS AND DESIGN, 3RD ED (With CD)*. John Wiley & Sons, 2009.

[15] « A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves », *J. Comput. Phys.*, vol. 114, n° 2, p. 185‑200, oct. 1994.

[16] N. Fernez *et al.*, « Radiative Quality Factor in Thin Resonant Metamaterial Absorbers », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 66, n° 4, p. 1764‑1772, avr. 2018.

[17] J. Hao, R. Niemiec, L. Burgnies, É. Lheurette, et D. Lippens, « Broadband absorption through extended resonance modes in random metamaterials », *J. Appl. Phys.*, vol. 119, n° 19, p. 193104, mai 2016.

[18] K. T. Selvan et R. Janaswamy, « Fraunhofer and Fresnel Distances : Unified derivation for aperture antennas. », *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 59, n° 4, p. 12‑15, août 2017.

[19] A. Yaghjian, « An overview of near-field antenna measurements », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 34, n° 1, p. 30‑45, janv. 1986.

[20] Soon-Soo Oh, Joung-Myoun Kim, Jae-Hoon Yun, et Suk-Youb Kang, « Antenna Measurement Method in Fresnel Region by ϕ-Variation Scanning », *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 7, p. 206‑209, 2008.

Chapitre 4

Absorbants désordonnés aux longueurs d'ondes millimétriques

Nous avons vu précédemment qu'une structuration aléatoire par un processus de Poisson permettait un effet d'élargissement des gammes de fréquence d'absorption. Cependant, l'absorption en puissance atteint rarement les 90% en raison de la formation de clusters qui contribuent à réduire le nombre de centres absorbants pour une fréquence donnée. C'est pourquoi nous nous intéresserons dans ce chapitre à des structures aléatoires n'autorisant aucun recouvrement des motifs élémentaires. Ces travaux seront effectués dans le domaine millimétrique et sont basés sur une étude effectuée précédemment dans le groupe à la fréquence de 9 GHz [1], [2].

4.1 Extension du domaine de fréquence

Les campagnes de caractérisations en espace libre de structures résonantes en basses fréquences (entre 1 et 10 GHz) posent en général beaucoup de difficultés. Que ce soit pour satisfaire la condition de mesure en champ lointain ou encore pour élaborer un échantillon suffisamment large (de l'ordre de 6λ). Cette contrainte de distance peut être évitée si l'on étend le domaine de fréquence aux longueurs d'ondes millimétriques et submillimétriques, sous réserve que les propriétés des structures MIM soient préservées à hautes fréquences. Cette extension est possible dans la mesure où les métaux peuvent être décrits en première approximation comme des conducteurs quasi-parfaits en-dessous de 500 GHz [3].

Par la suite, nous étudierons les propriétés d'absorptions de deux structures MIM (résonantes à 200 et 300 GHz) dont la répartition aléatoire interdit les contacts entre résonateurs. Ce type de distribution s'est révélé prometteur en termes d'efficacité d'absorption dans les références [4]–[6].

4.2 Simulation numérique d'absorbants pour la fréquence de 200 GHz

Cette première structure résonante à 200 GHz a été pensée pour présenter l'avantage d'une fabrication à faible coût avec des éléments ne nécessitant pas une technologie complexe. La structure MIM est composée de paillettes de forme hexagonales achetées dans le commerce. Ces pastilles en aluminium sont larges de 500 µm, épaisses de 35 µm et sont réparties sur une couche de Kapton de 45 µm d'épaisseur et de permittivité relative ε_r = 3(1-0,05j). Le Kapton est métallisé en face arrière. Le mécanisme de résonance, basé sur une boucle de courant incluant la contribution de courants de conduction et de déplacement, est similaire à celui décrit au chapitre 1 [7]. La première simulation numérique est effectuée pour une structure périodique avec une période de 1 mm (Figure 4.1).

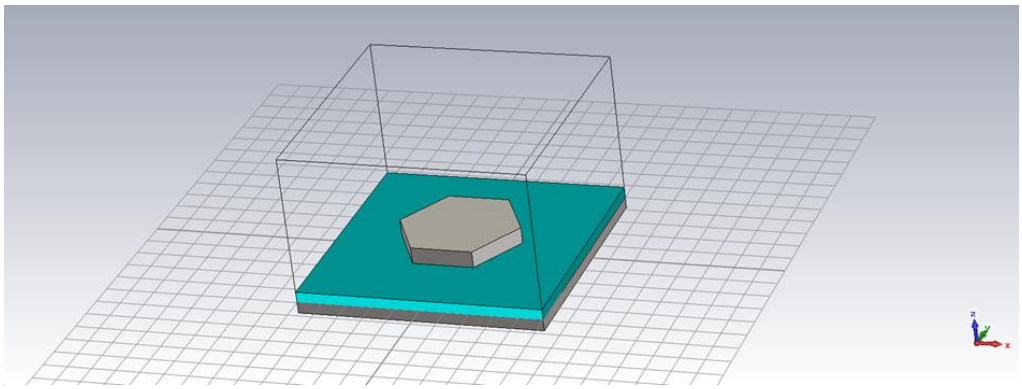

Figure 4.1 : Schéma de la cellule élémentaire de l'absorbant avec une période de 1 mm

La Figure 4.2 montre le spectre d'absorption de la structure périodique résonant à 197 GHz. On peut observer que le pic d'absorption est plus large que pour la structure périodique du chapitre 3 en raison des pertes diélectriques plus importantes. De plus, il est important de noter que la période utilisée n'est pas la période optimale correspondant au couplage critique qui est de 850 µm. On a choisi une période de 1000 µm dans l'optique d'une simplification de la fabrication de l'échantillon qui impose de déposer les pastilles à la main.

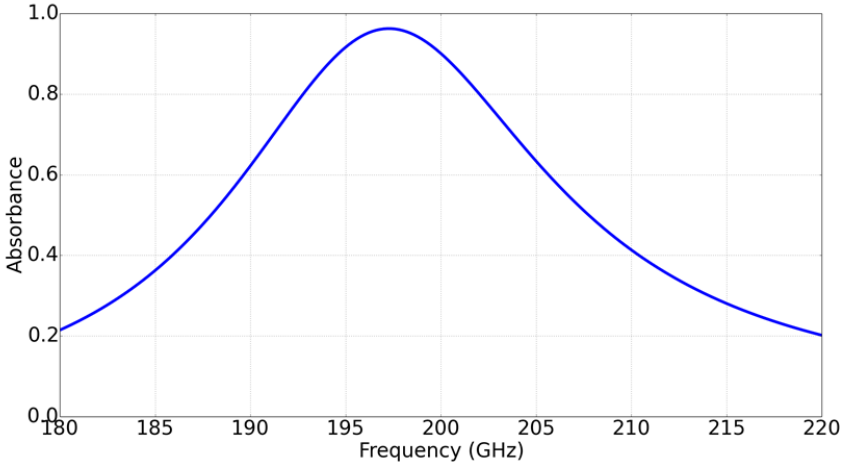

Figure 4.2 : Spectre d'absorption de la distribution périodique des hexagones

Compte tenu de la difficulté de déposer périodiquement les hexagones sur l'échantillon, une répartition aléatoire semble être pertinente. Pour générer cette distribution aléatoire, nous avons recours à un code numérique compilé et exécuté en langage Python. Dans une première étape, une distribution aléatoire est générée en répartissant sur la surface le nombre de résonateurs souhaités sans condition préalable. Dans une seconde étape, des comparaisons de distances entre les points sont effectuées afin d'effacer et de replacer aléatoirement un point trop proche d'un autre. Après un grand nombre d'itérations, l'ensemble des résonateurs peut être distribué sans aucun contact. Un exemple de cette distribution est montré sur la Figure 4.3.

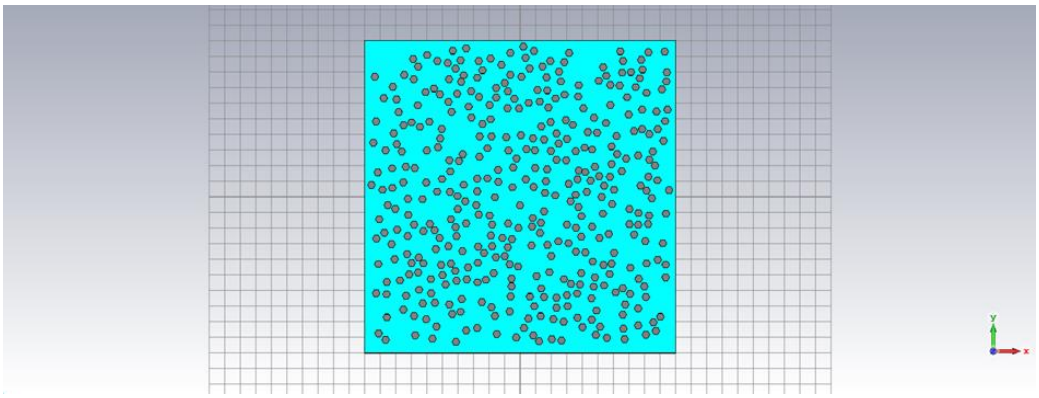

Figure 4.3 : Exemple de distribution aléatoire contenant 400 pastilles hexagonales répartis sur une surface de 2x2cm².

Les simulations des structures aléatoires sont effectuées en condition périodique avec une super-cellule de 2 x 2 cm². La Figure 4.4 montre une comparaison des spectres d'absorption entre la structure périodique et une distribution aléatoire suivant deux polarisations. On peut d'ores et déjà signaler la faible dépendance de l'absorption à la polarisation, ce qui est attendu pour une structure aléatoire en raison de l'absence d'ordre permettant de favoriser une direction plutôt qu'une autre [8]. Par la suite l'échantillon sera fabriqué puis caractérisé.

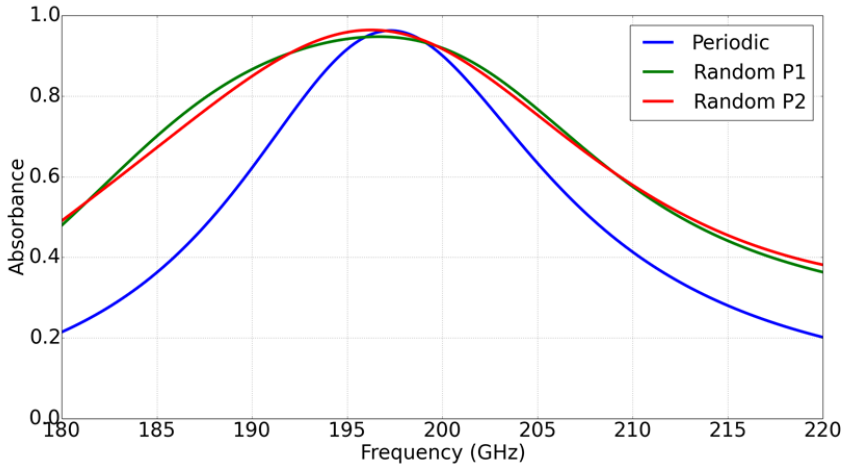

Figure 4.4 : Comparaison des spectres d'absorptions de la structure périodique (en bleu) et de la structure aléatoire de la Figure 4.3 avec le champ E suivant x (en vert) et suivant y (en rouge)

4.3 Fabrication des échantillons

Comme décrit précédemment, les résonateurs sont des paillettes en aluminium achetées dans le commerce (image MEB sur la Figure 4.5). Tout d'abord, un plan de la structure est imprimé sur papier en échelle 1. Ce plan fait office de gabarit pour savoir où placer les pastilles tout en laissant une bande latérale de 1 cm sur 2 cm facilitant la préhension et la manipulation de l'échantillon. La feuille de Kapton est adhésive sur la face où les pastilles sont déposées. Le Kapton est transparent et les pastilles sont positionnées à l'aide d'une loupe binoculaire. Par conséquent, le plan de la structure sera visible par transparence à travers le Kapton. Enfin pour élaborer le plan de masse, la face non adhésive du Kapton est collée sur une feuille d'aluminium par une résine liquide recuite à 120°C pour rigidifier cette couche polymère en favorisant l'évaporation du solvant. La Figure 4.5 montre une photo des échantillons périodiques et aléatoires. Sur cette représentation, on peut remarquer des tailles de paillettes différentes. C'est pourquoi il nous a semblé utile d'étudier cette dispersion de taille avant d'effectuer des mesures.

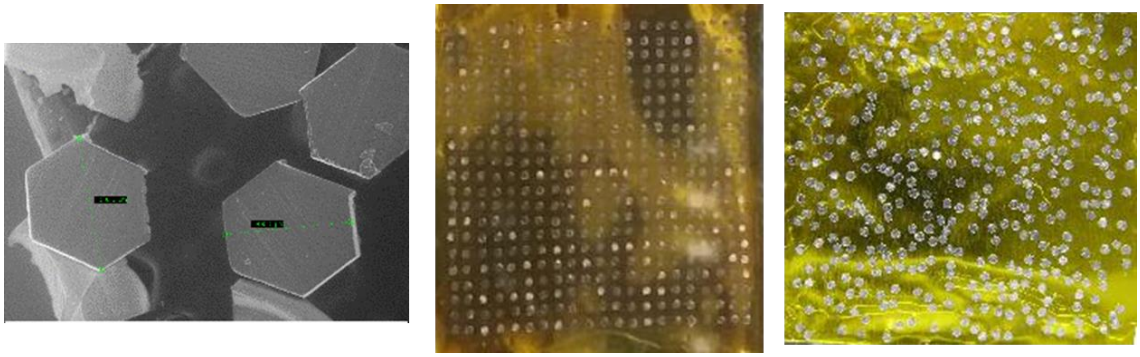

Figure 4.5 : Image MEB des pastilles d'aluminium (à gauche), photographie de la structure périodique (au milieu) et photographie de la structure aléatoire (à droite)

4.4 Étude de dispersion de tailles des pastilles hexagonales

Pour effectuer l'étude de leur dispersion de taille, les hexagones sont observés au microscope optique afin de les mesurer. La Figure 4.6 représente quatre clichés dont le premier permet de fixer l'échelle. Ces clichés sont ensuite traités à l'aide du logiciel *imageJ* pour mesurer une par une la taille des hexagones. La donnée mesurée correspond au grand côté de l'hexagone. Sur 198 pastilles la mesure donne 503,5 +/- 20 µm. Il apparaît donc raisonnable de considérer 500 µm comme valeur moyenne.

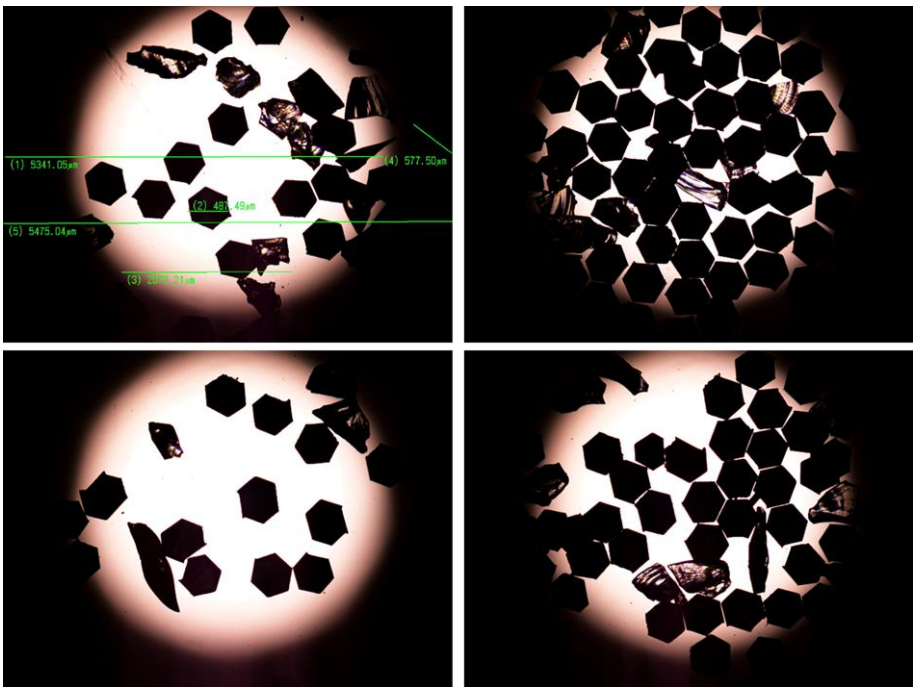

Figure 4.6 : Clichés au microscope optique des pastilles hexagonales permettant la mesure de la dispersion de taille.

Dans l'objectif de simuler l'influence de la dispersion de taille sur l'absorption, nous allons générer une dispersion de taille avec l'aide d'une loi normale [9] qui définit la probabilité *p* d'obtenir une taille d'hexagone suivant l'équation (4.1).

$$p(x) = \frac{e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \tag{4.1}$$

Avec μ la valeur centrale de la distribution (ou valeur moyenne) et σ l'écart type de la distribution (on prendra ici 40 µm).

La Figure 4.7 montre l'influence de la dispersion de taille (Figure 4.8) sur l'absorption pour une super-cellule de 2 x 2 cm^2 contenant 400 résonateurs. On peut remarquer une légère augmentation de la largeur de bande d'absorption du fait de la dispersion accompagnée d'un décalage de fréquence se traduisant par une valeur moyenne plus importante (505 et 504 µm). La dispersion de taille semble apporter une modification significative du décalage fréquentiel. Il faudra donc en tenir compte lors des campagnes de mesures.

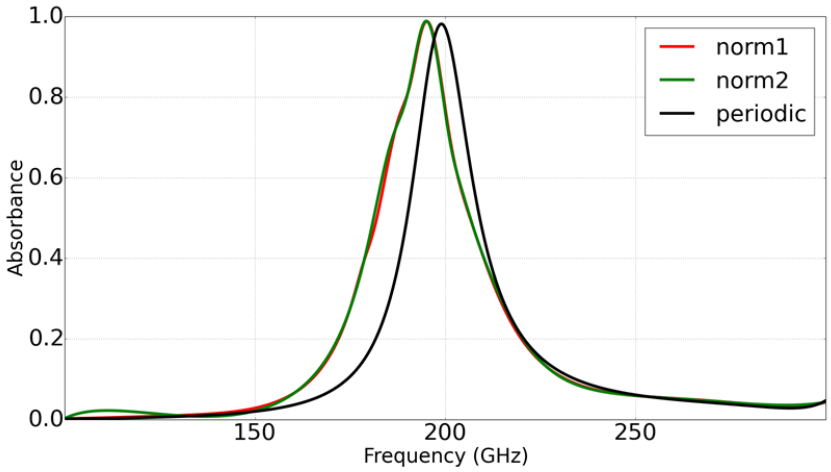

Figure 4.7 : Spectre d'absorption de la structure périodique avec des résonateurs de 500 µm (en noir) et de deux structures périodiques présentant une dispersion de taille générée par une loi normale sur un échantillon de 400 résonateurs.

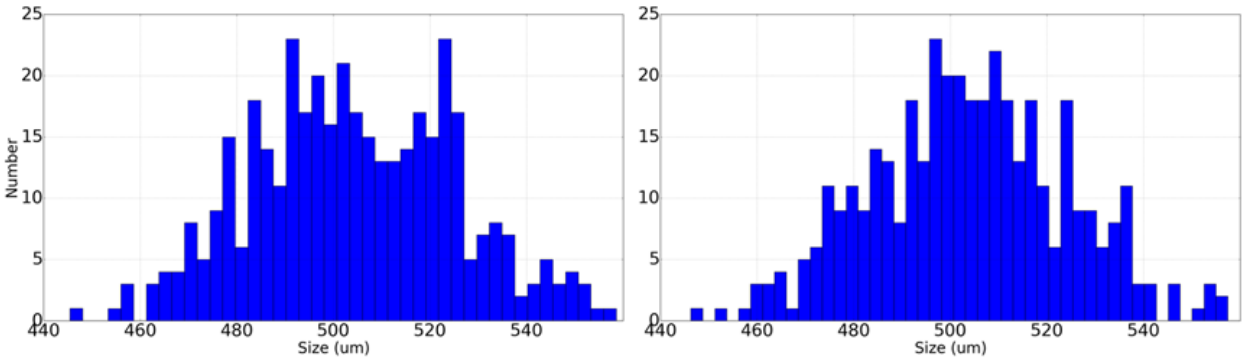

Figure 4.8 : Distribution de taille des résonateurs associés aux absorptions des courbes norm1 (à gauche) et norm2 (à droite) de la Figure 4.7

4.5 Caractérisations expérimentales

4.5.1 Par spectroscopie THz dans le domaine temporel (TDS)

La première campagne de mesure a été effectuée au laboratoire IMEP-LAHC de l'Université de Savoie Mont Blanc situé à Chambéry.

La Figure 4.9 montre le schéma du montage TDS [10]–[13] utilisé pour la caractérisation. Dans le principe de la TDS, le trajet optique initial est séparé suivant deux directions, l'une pointant l'émetteur et l'autre vers le détecteur. Cette dernière traverse une ligne à retard permettant la mesure pour différentes fréquences. Les impulsions optiques sont converties en impulsions THz, qui sont réfléchies vers le détecteur au moyen d'une lame séparatrice. Ce type de montage permet de mesurer le coefficient de réflexion à partir de faisceaux collimatés avec un diamètre de spot d'environ 12 mm recouvrant ainsi 36 % de la surface de l'échantillon. Cette surface peut nous renseigner de manière pertinente sur l'absorption globale de l'échantillon. La Figure 4.10 donne le spectre de réflexion en dB des échantillons périodique et aléatoire. On peut noter un pic d'absorption de -13 dB à la fréquence de résonance de 202 GHz pour la structure périodique avec une largeur de bande relative à -10 dB de 7,4 %. Pour la structure aléatoire, le minimum de réflexion à -10,5 dB se situe à 195 GHz avec une largeur de bande relative à -10 dB de 5,6 %. En revanche, un effet d'élargissement avec la structure aléatoire apparaît très clairement. La baisse d'absorption de la structure aléatoire est normale dans le sens où on ne bénéficie plus de la périodicité permettant de satisfaire le critère de couplage critique [14]. On peut cependant noter des décalages fréquentiels qui sont vraisemblablement liés à la dispersion de taille des résonateurs. Cette mesure confirme les prédictions numériques et permet de conclure qu'il est possible d'absorber des ondes EM à 90 % avec une structuration aléatoire, ce qui peut s'avérer intéressant compte tenu des contraintes de fabrication des échantillons périodiques. Toutefois, la TDS, qui est une méthode très large bande, ne dispose que d'une résolution fréquentielle d'environ 14 GHz. Cette résolution est un handicap compte tenu des faibles largeurs de bande d'absorption. C'est pourquoi une autre campagne de mesure a été envisagée à l'IEMN dans le domaine fréquentiel en utilisant un analyseur de réseau vectoriel.

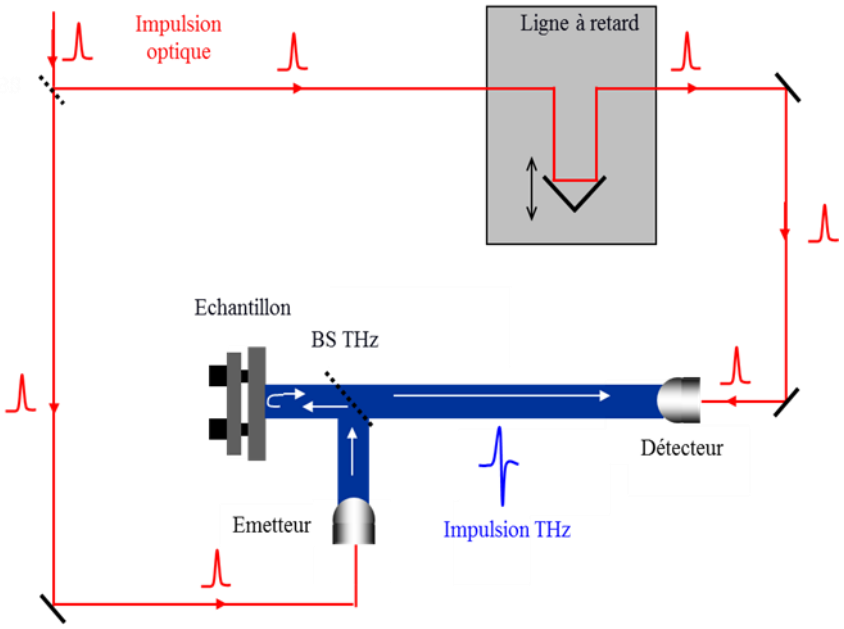

Figure 4.9 : Schéma du montage en TDS

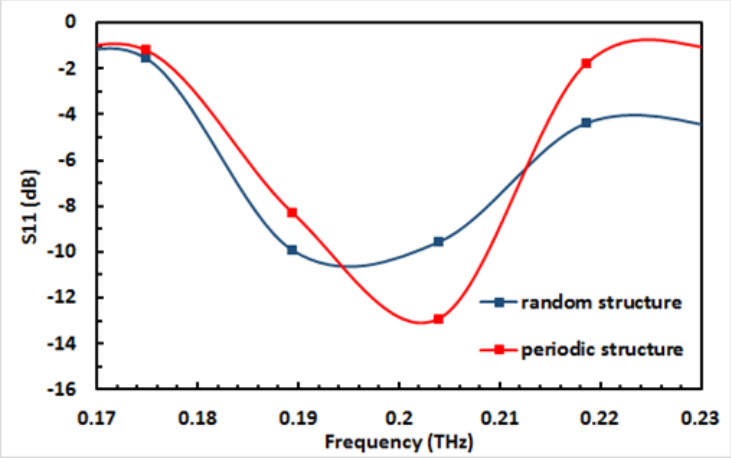

Figure 4.10 : Spectre de réflexion de l'échantillon périodique (en rouge) et aléatoire (en bleu).

4.5.2 Par analyseur de réseau vectoriel (VNA)

La Figure 4.11 montre un des deux montages ayant servi pour la caractérisation expérimentale des structures résonantes à 200 GHz. Celui-ci est en configuration bi-statique et servira pour la partie 4.5.2.2. Il existe également un montage mono-statique qui sera détaillé au paragraphe 4.5.2.1. L'objectif est de collimater le faisceau lors de l'interaction avec

l'échantillon afin de l'exciter en condition d'onde plane. Pour cela, la source est placée sur le plan focal d'une lentille convergente de manière à pouvoir illuminer l'échantillon avec un faisceau parallèle de diamètre avoisinant 3 mm.

4.5.2.1 Mesures en configuration mono-statique

Pour la mesure en configuration mono-statique, le domaine fréquentiel de la source est de 160 à 220 GHz. Ici, le coefficient de réflexion S_{11} a été mesuré avec des positions différentes des échantillons et un moyennage a été effectué afin d'atténuer les effets de Fabry-Pérot se manifestant entre l'échantillon et la lentille. Les mesures ont tout d'abord été effectuées avec un miroir en aluminium qui fait office de plan de référence. La Figure 4.12 montre la moyenne des spectres d'absorption des échantillons périodiques et aléatoires suivant deux polarisations perpendiculaires entre elles. Le pic d'absorption de l'échantillon périodique est maximum autour de 204 GHz, avec une largeur de bande relative de 6,8 %. Pour les distributions aléatoires, les maxima d'absorption sont situés à 193 et 197 GHz pour des largeurs de bande relatives de 5,6 et 5 % respectivement. Ces mesures en mono-statique, avec une résolution fréquentielle de 100 MHz, confirment les premiers relevés effectués en TDS. La différence fréquentielle du maximum d'absorption entre l'échantillon périodique et aléatoire est globalement due à la dispersion de taille des résonateurs, on peut noter un écart plus léger pour la même structure aléatoire dans l'autre polarisation orthogonale à la première. Cette différence s'explique par le couplage entre les résonateurs qui sont différents d'une polarisation à une autre. L'importance de ce phénomène dépend du nombre de résonateurs. En effet, si on a peu de résonateurs, il peut y avoir une situation où deux pastilles sont proches suivant une direction mais pas dans l'autre. En conséquence la contribution du champ E induira un couplage suivant une polarisation et pas l'autre, soit un décalage fréquentiel plus important. Cet effet est minoré pour un grand nombre de résonateurs.

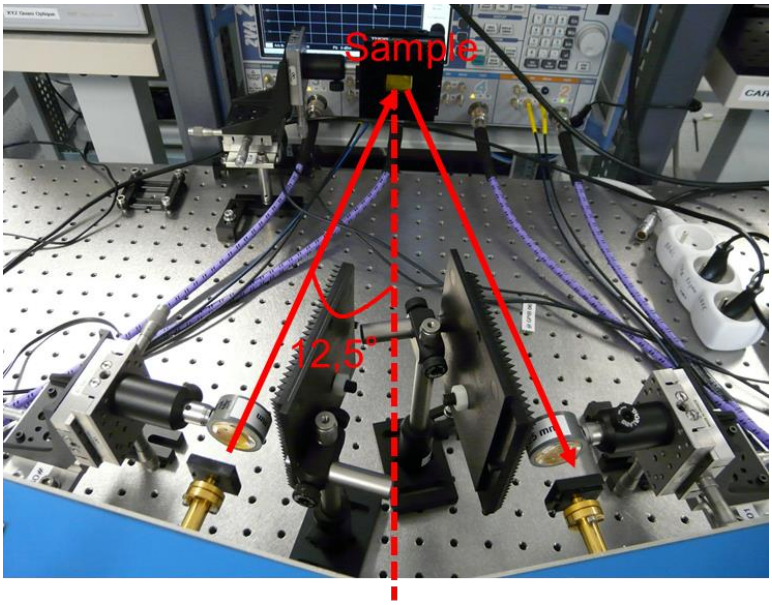

Figure 4.11 : Montage en bi-statique de la caractérisation expérimentale à 200 GHz

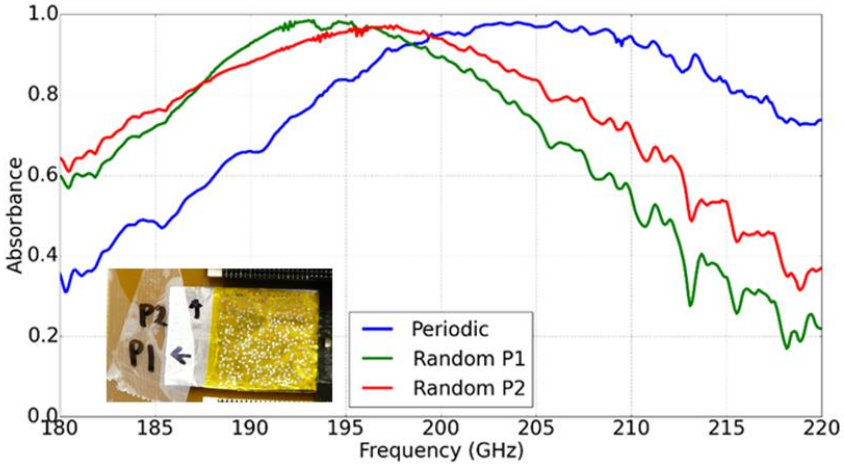

Figure 4.12 : Spectres d'absorption mesurés en configuration mono-statique pour la structure périodique (en bleu) et pour la structure aléatoire suivant deux polarisations perpendiculaires (vert et rouge).

Malgré des résultats satisfaisants en termes d'absorption, il reste difficile de s'affranchir totalement des effets de Fabry-Pérot en configuration mono-statique. C'est pourquoi une autre campagne de mesure a été effectuée en configuration bi-statique.

4.5.2.2 Mesures en configuration bi-statique

La photo du montage en bi-statique est identique à celui de la Figure 4.11 et il impose un angle d'incidence de 12,5°. Cependant les gammes de fréquences des deux cornets sont différentes. C'est pour cette contrainte de disponibilité que nous nous étions d'abord concentrés sur des mesures en mono-statique. Nous avons choisi de prendre le cornet utilisé précédemment comme source incidente et un autre cornet dont la gamme de fréquence va de 140 à 220 GHz. Deux absorbants sont placés entre les antennes afin d'éviter tout couplage direct. La Figure 4.13 montre les résultats de mesures. Le pic de résonances de la structure périodique est situé à 203 GHz pour une largeur de bande relative de 4,9 %. Pour la distribution aléatoire, les pics de résonance sont situés à 196 GHz avec des largeurs de bande relatives de 8,6 et 9,1 % pour 90% d'absorption. Les fréquences de résonance concordent avec les résultats de mesures en mono-statique. On peut également noter une absorption plus faible en périodique par rapport à l'aléatoire ce qui est contraire aux simulations. Cependant en pratique, la configuration aléatoire peut générer des réflexions anormales non mesurées par le récepteur. Ce comportement peut diminuer le coefficient de réflexion, sans pour autant que cela se traduise par une augmentation de l'absorption.

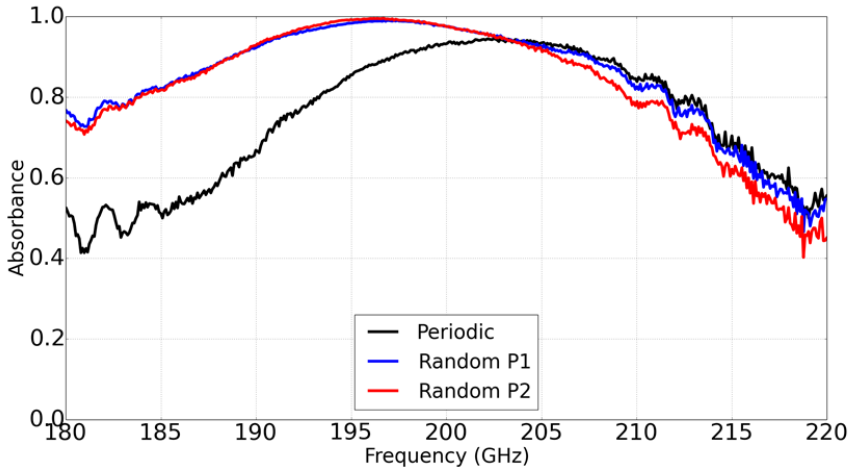

Figure 4.13 : Spectres d'absorption mesurés en configuration bi-statique pour la structure périodique (en noir) et pour la structure aléatoire suivant deux polarisations perpendiculaires (bleu et rouge).

Ces mesures permettent de valider expérimentalement la possibilité d'obtenir une absorption quasi-unitaire aux longueurs d'ondes millimétriques à partir d'une structure aléatoire. Cependant il est difficile de fixer une fréquence à cause de la dispersion de taille des résonateurs. C'est pourquoi une autre étude a été menée sur la base d'une fabrication de l'échantillon par lithographie électronique assurant une reproductibilité dans la taille des motifs.

4.6 Conception d'un absorbant pour la fréquence de 300 GHz

Ces travaux ont été réalisés dans le cadre du projet CAT dont l'objectif est d'effectuer une cartographie thermique d'un échantillon excité par une onde électromagnétique. Dans la continuité des travaux du groupe, une structure MIM a été choisie avec un plan métallique, une couche de Benzocyclobutène (BCB) avec ε_r = 2,6(1-j0,01) et une épaisseur de 25 µm. Enfin, le motif aléatoire est un anneau en or de 350 nm d'épaisseur avec des diamètres internes et externes respectivement de 180 et 270 µm. Dans un premier temps, une simulation d'une structure périodique est nécessaire afin de viser une fréquence d'absorption autour de 300 GHz. Pour ce faire une période de 810 µm permet d'obtenir une absorption proche de l'unité à la fréquence de 292 GHz avec une largeur de bande relative de 0,6 % (pour 90 %) d'absorption par boucle de courant résonante (Figure 4.14). Le facteur de remplissage de la cellule unitaire est de 8,7 %.

Pour simuler de façon pertinente des structures aléatoires, il est nécessaire de considérer une surface relativement importante. C'est pourquoi une super cellule unitaire 100 fois plus grande que la période (8,1x8,1 mm^2) a été choisie afin d'y distribuer dans un premier temps 100 résonateurs, ce qui correspond une densité similaire à celle de la structure

périodique. Le résultat de la simulation est représenté sur la Figure 4.14 où l'on remarque une faible absorption à 60 % qui s'explique par le fait que le critère de couplage critique n'est plus satisfait [15].

Afin d'augmenter le niveau d'absorption, nous ajoutons des centres absorbants pour améliorer le piégeage de l'onde EM tout en conservant la même taille de super cellule. Ce mécanisme est confirmé par la courbe verte de la Figure 4.14 où l'efficacité d'absorption atteint 90 %. Enfin, on réitère l'opération en passant par 300 et 400 résonateurs (Figure 4.15 a) afin d'obtenir une absorption de 100 % à 287 GHz pour une largeur de bande relative de 2 % pour 90 % d'absorption, ce qui représente une augmentation d'un facteur 3 par rapport au cas périodique.

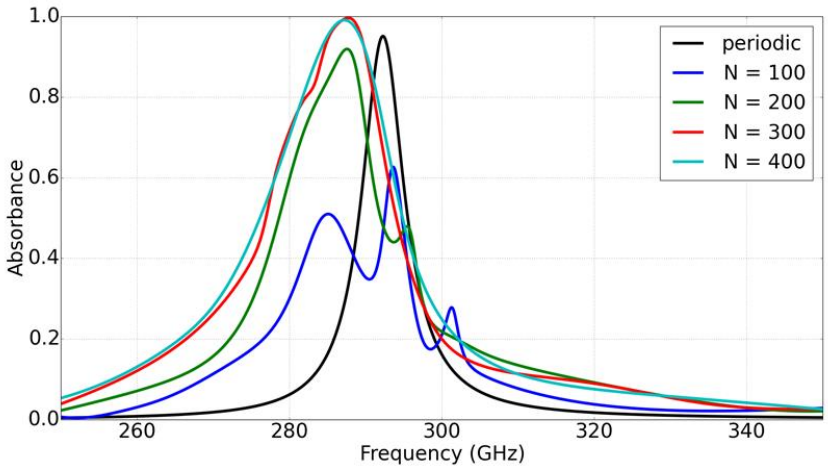

Figure 4.14 : Spectres d'absorption d'une structure périodique d'anneaux en or posés sur du BCB (en noir), d'une structuration aléatoire contenant 100 (en bleu), 200 (en vert), 300 (en rouge) et 400 résonateurs (en cyan)

On peut cependant noter un décalage vers les basses fréquences lorsqu'on augmente la densité de résonateurs. Cette augmentation réduit la distance moyenne entre les motifs et modifie l'orientation des dipôles magnétiques. C'est ce qui est observé sur la Figure 4.15c qui représente la carte de champ H au pic d'absorption. Dans une structure périodique tous les dipôles magnétiques et électriques sont parallèles entre eux, or dans le cas d'une distribution aléatoire, on peut remarquer une réorientation des dipôles magnétiques par effet de couplage. Ceci ajoute une prédominance des couplages magnétiques entourés en vert et électriques entourés en rouge sur la Figure 4.15d [16] et induit une levée de dégénérescence lorsque les résonateurs se rapprochent par l'augmentation de la densité.

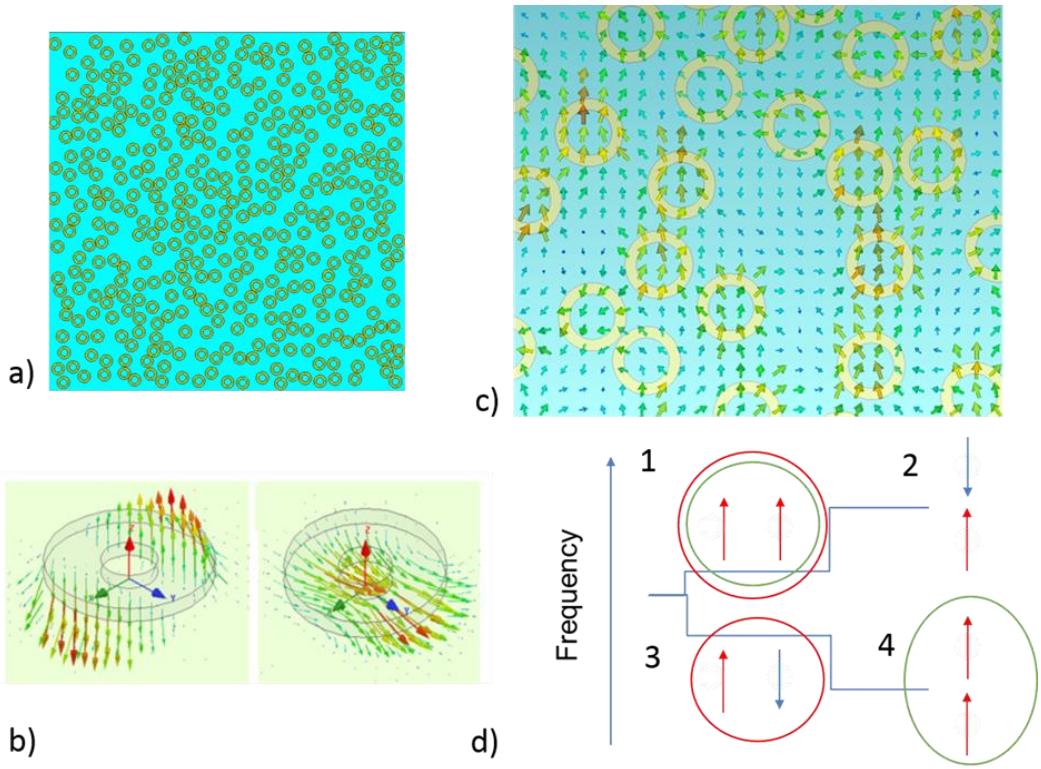

Figure 4.15 : a) Distribution aléatoire sur une surface de 8,1x8,1 mm^2 contenant 400 résonateurs b) Mécanisme de résonance représentant le champ E à gauche et H à droite. c) Carte de champ magnétique à la résonance (les flèches rouges correspondent à un champ H fort et les flèches bleues à un champ nul) d) décalage fréquentiel par couplage entre les moments dipolaires magnétiques ou électriques.

Différents types de couplage existent mais sans entraîner le même décalage fréquentiel (Figure 4.15 d), le couplage 1 induit une augmentation de la fréquence plus faible que la diminution fréquentielle du couplage 4. Ceci peut être démontré avec l'aide de l'équation (4.2) [17]:

$$V = \gamma \frac{p_1 p_2}{4\pi\varepsilon_0 r^3} \tag{4.2}$$

Où V est le potentiel d'interaction quasi statique, p_1 et p_2 des dipôles électriques, r est la distance entre les dipôles et γ est un coefficient égal à 1 pour les couplages 1 et 3 et égal à -2 pour les couplages 2 et 4. Cette expression du potentiel est également valable pour les interactions magnétiques à condition de remplacer ε_0 par $1/\mu_0$. Comme le montre la Figure 4.15d, les dipôles magnétiques soumis au couplage 1 sont espacés d'au moins le diamètre des anneaux par rapport au couplage 4 pour lequel les dipôles peuvent être très proches. C'est pourquoi le potentiel V est plus important dans le cas du couplage 4 et explique la baisse de fréquence d'absorption. Cependant, avec ces différentes interactions, une levée de dégénérescence devrait se manifester par l'apparition de deux pics d'absorptions. Or il n'y en a qu'un seul. Ceci est dû aux conditions de simulation en onde plane qui imposent le même champ électrique sur toute la super cellule. Ce qui a pour effet d'entrainer une prédominance

des interactions magnétiques 1 et 4 (plutôt que 2 et 3) que l'on peut observer sur la carte de champ magnétique de la Figure 4.15c.

Maintenant que nous connaissons les propriétés de cette structure aléatoire, la prochaine étape sera de fabriquer cet échantillon par lithographie électronique.

4.7 Fabrication des structures par lithographie et lift-off

Les structures absorbantes ont été définies sur un substrat de silicium de 3 pouces d'épaisseur 700 µm qui permet de supporter la contrainte qui apparaît lors du recuit de la couche de BCB faisant office de couche isolante dans la configuration MIM [18]. Afin d'optimiser l'illumination des structures par le faisceau THz, la surface des super cellules a été agrandie à 11,34 x 11,34 mm^2. Ainsi, neuf super cellules peuvent être envisagées : un réseau périodique et huit réseaux aléatoires de densités croissantes. Les structures sont inscrites dans une résine électron-sensible par un procédé d'écriture directe au masqueur électronique conformément au masque dessiné sur la Figure 4.16a. Les caractéristiques de chaque secteur du masque sont détaillées dans le Tableau 4.1. Ce masque a été dessiné avec l'aide du logiciel *LayoutEditor*. La Figure 4.16b représente les spectres d'absorptions de certaines parties du masque avec en insert une carte du module du champ électrique du secteur 5. Cette carte de champ montre d'une part la réorientation des dipôles magnétiques observée sur la Figure 4.15c et d'autre part que le mode de résonance s'étend sur plusieurs résonateurs par couplages [2].

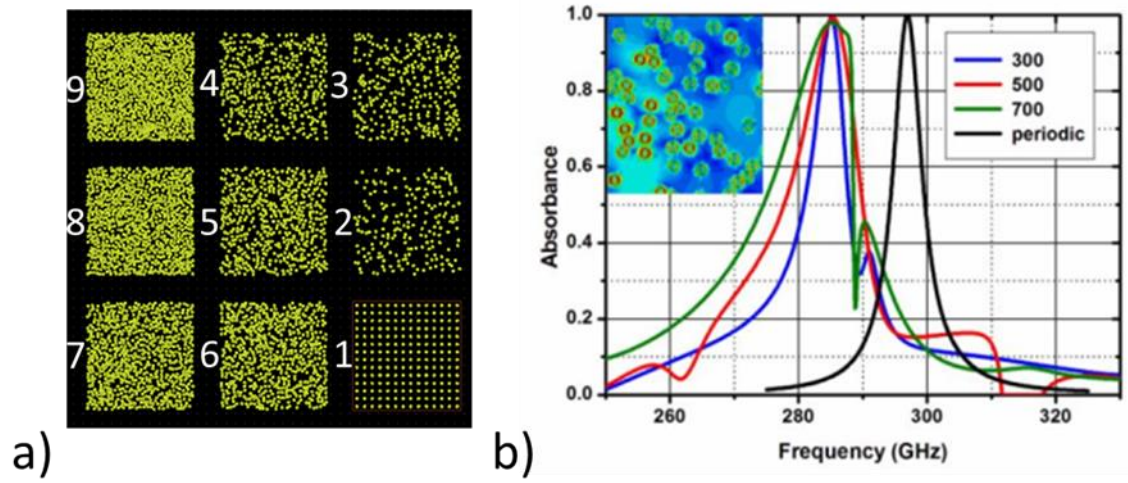

Figure 4.16 : a) Masque prévu pour fabriquer l'échantillon et b) spectre d'absorption simulé des zones 1 (en noir), 3 (en bleu), 5 (en rouge) et 7 (en vert). L'insert représente une carte du module du champ E.

Secteur	Distribution	Nombre de résonateurs	Facteur de remplissage (%)
1	Périodique	196	8.7
2	Aléatoire	200	8,9
3	Aléatoire	300	13,3
4	Aléatoire	400	17,8
5	Aléatoire	500	22,2
6	Aléatoire	600	26,7
7	Aléatoire	700	31,2
8	Aléatoire	800	35,6
9	Aléatoire	900	40,1

Tableau 4.1 : Caractéristiques des différents secteurs du masque prévus pour la fabrication de l'échantillon

La Figure 4.17 décrit les différentes étapes du processus de fabrication de l'échantillon [19]. Pour créer la structure MIM à partir du substrat silicium (Figure 4.17 a), il est nécessaire de faire un premier dépôt métallique uniforme par pulvérisation (Figure 4.17 b). Nous avons déposé 300 nm de cuivre. Le dépôt de BCB a été fait à la tournette afin de rendre la couche la plus homogène possible (Figure 4.17 c). Nous procédons ensuite à un recuit avec des variations spécifiques de température, qui permettent de limiter les contraintes dans la couche de BCB. La prochaine étape consiste à déposer une résine électron-sensible (AZ 40XT Figure 4.17 d) par procédé de centrifugation et effectuer un recuit avant l'écriture au masqueur électronique. Le traitement post-dépôt permet d'obtenir un profil inversé qui facilitera l'opération de lift-off après métallisation. Nous plongeons ensuite le wafer dans un révélateur afin de dissoudre la résine qui a été exposée au faisceau électronique (Figure 4.17e). Une couche d'or de 350 nm est ensuite déposée sur tout le wafer par évaporation sous vide (Figure 4.17 f) avec une sous couche de nickel afin de favoriser l'accrochage. Enfin, l'ensemble est plongé dans un bécher contenant du Remover et un agitateur magnétique pour évacuer la résine ainsi que le métal superflu (Figure 4.17 f et Figure 4.18). La Figure 4.19 montre une image au microscope optique illustrant la préservation de taille des motifs. Nous avons procédé ensuite à la caractérisation de ces structures.

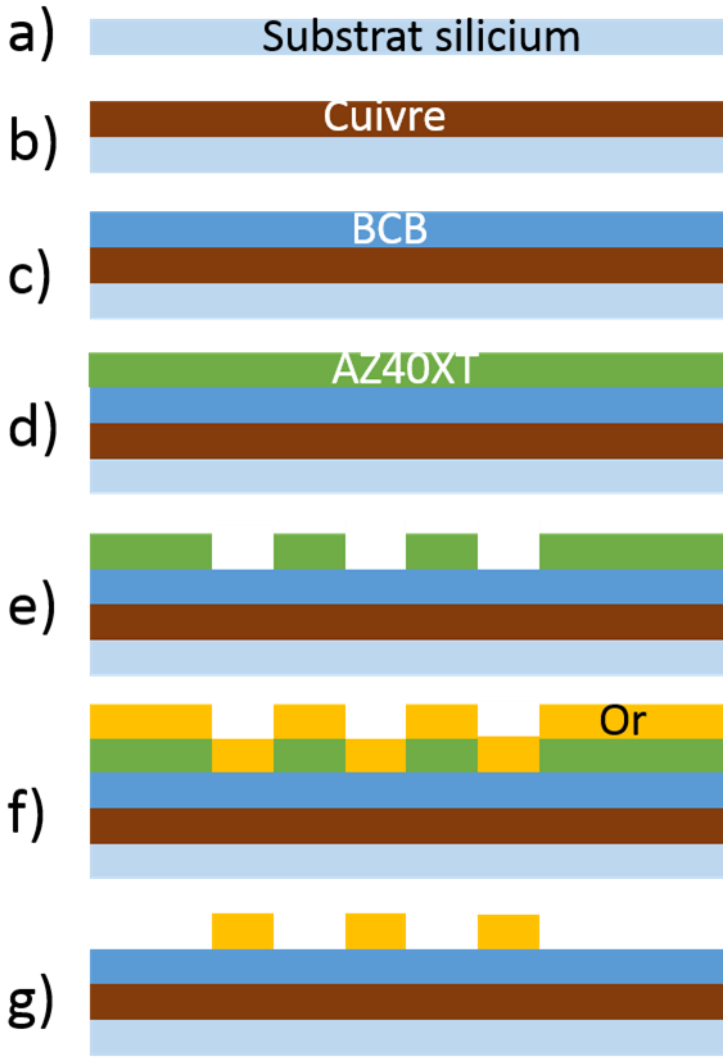

Figure 4.17 : Représentation symbolique de l'échantillon pour les différentes étapes du processus de fabrication a) Substrat silicium seul b) après dépôt de cuivre par pulvérisation c) après dépôt du BCB à la tournette d) après dépôt de la résine AZ 40XT e) Après l'exposition au faisceau d'électrons et la révélation f) après la métallisation supérieure g) forme finale de l'échantillon après lift-off.

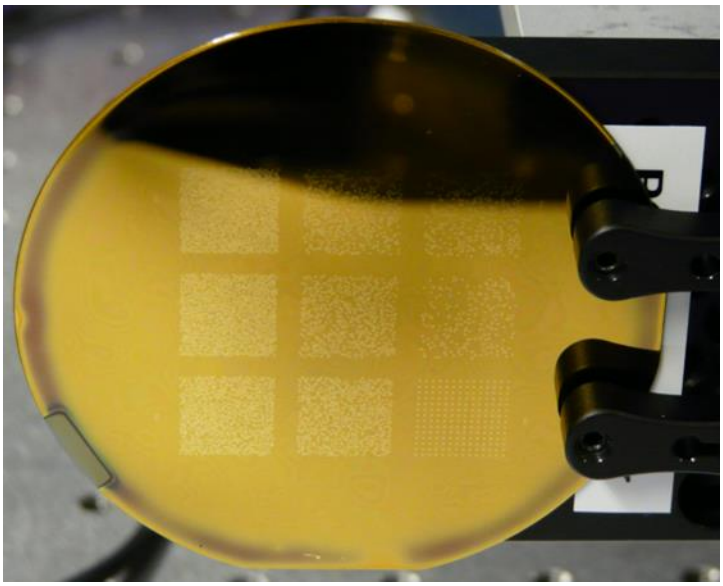

Figure 4.18 : Cliché de l'échantillon contenant la structure périodique et les 8 distributions aléatoires.

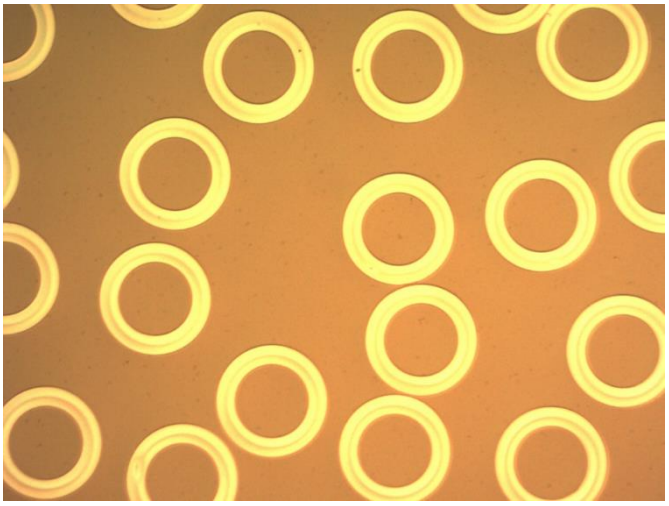

Figure 4.19 : Détail au microscope optique de l'échantillon contenant 800 résonateurs répartis aléatoirement

4.8 Caractérisation expérimentale vectorielle dans le domaine fréquentiel (VNA)

Pour la première étape de caractérisation des structures, un montage bi-statique permettant d'obtenir un faisceau focalisé a été réalisé (Figure 4.20). Tout d'abord, nous utilisons des cornets dont la bande de fréquence est comprise entre 220 et 320 GHz. Ces deux cornets se font face et le faisceau incident passe par une première lentille divergente réalisant la collimation, puis traverse une autre lentille pour obtenir une focalisation sur l'échantillon. Afin d'assurer la mesure en condition bi-statique, il est nécessaire d'utiliser deux miroirs plan comme sur la Figure 4.20. Enfin, l'échantillon est placé sur un porte échantillon mobile fixé sur une platine de déplacement afin que le spot du faisceau (2 mm) puisse balayer l'échantillon. Ainsi, une mesure du S_{21} a pu être effectuée sur tout l'échantillon avec une acquisition tous les 500 µm afin d'obtenir une cartographie d'absorption.

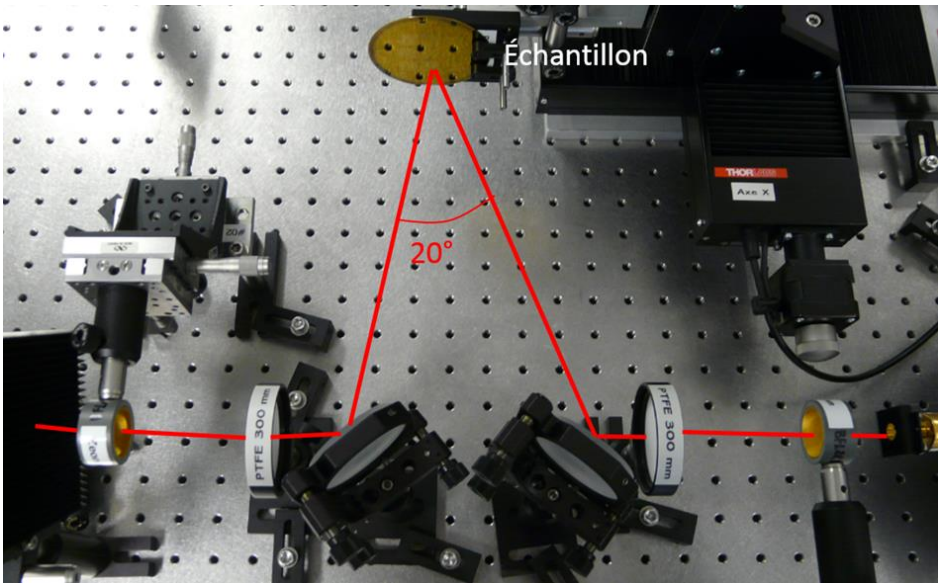

Figure 4.20 : Photo du banc de mesure en bi-statique

La Figure 4.21 montre une cartographie d'absorption pour des fréquences de 272 et 278 GHz où l'on reconnait la forme circulaire de l'échantillon. On peut observer des concentrations de champ (en rouge) au niveau des zones contenant les distributions aléatoires. On peut observer un cercle absorbant autour des zones contenant les distributions qui est un effet parasite du porte échantillon. Cette hypothèse peut être vérifiée en effectuant une cartographie en dehors de la bande d'absorption, autrement dit en basse fréquence, où l'on observe également ces cercles (Figure 4.22).

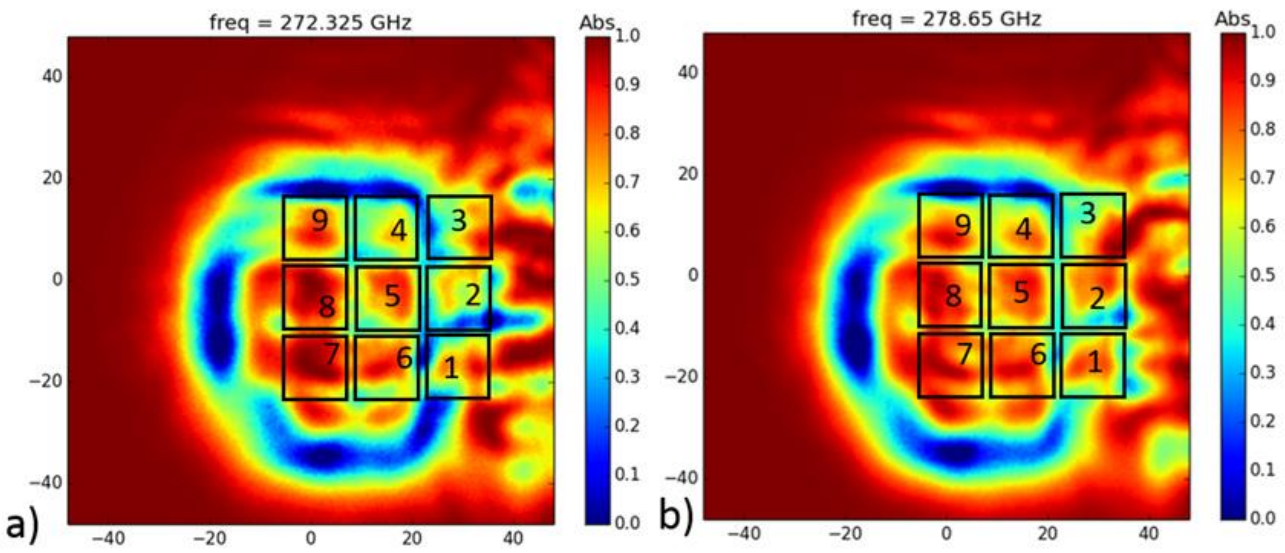

Figure 4.21 : Cartographie d'absorption de l'échantillon pour des fréquences de a) 272,325 GHz et b) 278,65 GHz. La couleur rouge décrit une absorption de 100 % et la couleur bleue une réflexion totale. Les zones numérotées correspondent aux différentes distributions détaillées sur le Tableau 4.1

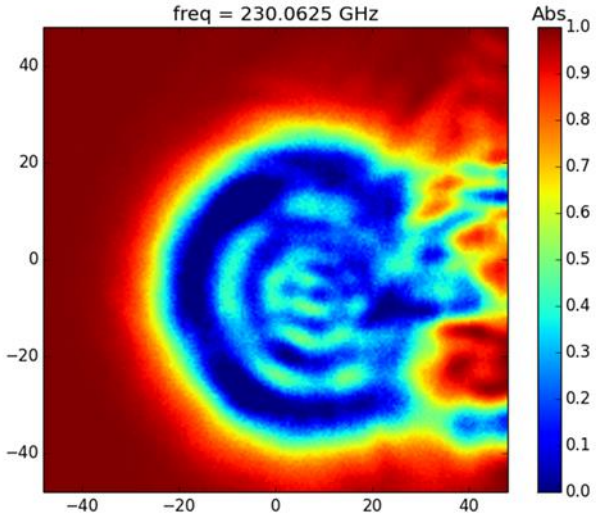

Figure 4.22 : Cartographie d'absorption de l'échantillon pour une fréquence de 230 GHz

On peut également souligner le fait que les fréquences d'absorption sont inférieures à celles des simulations Figure 4.14. Ceci peut être lié à un écart de la permittivité et de l'épaisseur de BCB par rapport à leurs valeurs nominales et à l'angle d'incidence de 10° différent des conditions de simulation (incidence normale).

Les spectres d'absorption des différentes zones ont pu être déterminés à partir des cartographies précédentes. La Figure 4.23 montre les spectres d'absorption des zones 1,2 et 3

(soit la structure périodique et les faibles densités), on peut noter une absorption assez faible dont la cause semble venir de l'attache du mobile sur l'échantillon qui est assez proche de ces distributions. L'influence de ses attaches est visible sur les parties droites des cartographies.

Le Tableau 4.2 décrit le bilan des fréquences de résonances et les absorptions des différentes zones. On remarque bien qu'on obtient des absorptions supérieures à 90% pour les zones plus denses (notamment les zones 6,7 et 8). Connaissant maintenant l'effet des ondes EM sur l'échantillon, nous allons pouvoir effectuer la manipulation permettant d'avoir une cartographie thermique.

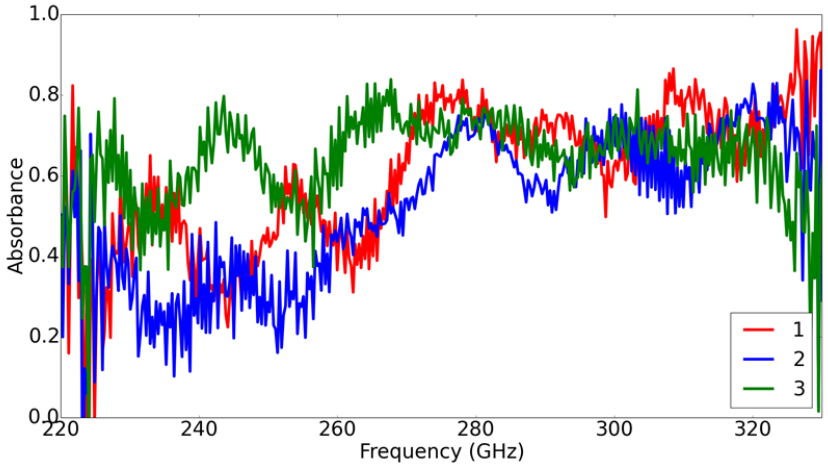

Figure 4.23 : Spectres d'absorptions mesurés pour les zones 1,2 et 3.

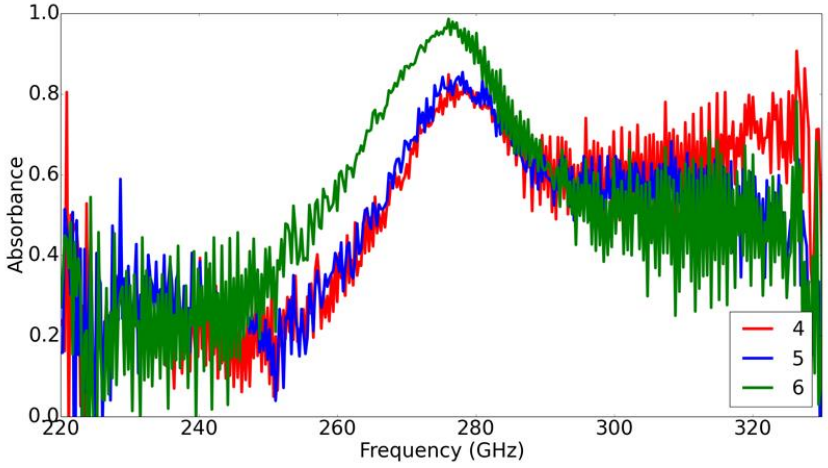

Figure 4.24 : Spectres d'absorptions mesurés pour les zones 4,5 et 6.

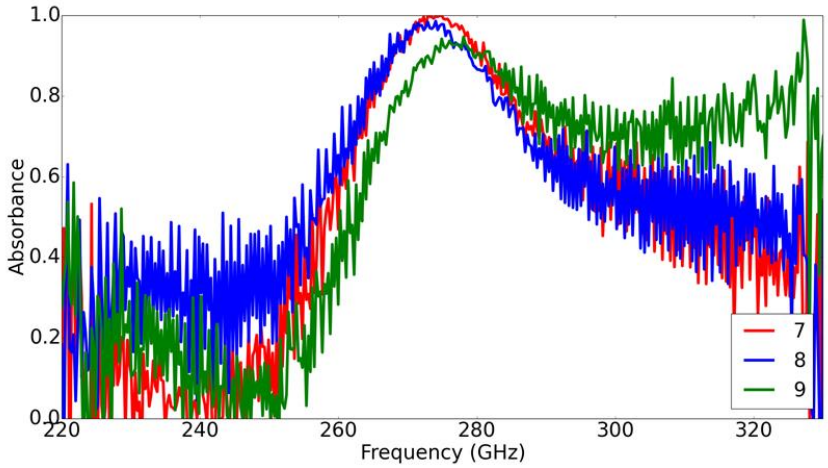

Figure 4.25 : Spectres d'absorptions mesurés pour les zones 7,8 et 9.

Zone	Fréquence d'absorption (GHz)	Absorption (%)
1	276	79
2	280	73
3	266	80
4	277	80
5	277	83
6	275	96
7	274	99
8	272	97
9	277	93

Tableau 4.2 : Bilan des fréquences et maximums d'absorptions pour les différentes zones

4.9 Imagerie thermique des modes de résonance étendus

Le schéma de la manipulation pour effectuer l'imagerie thermique est présenté sur la Figure 4.26. L'échantillon sera posé sur une plaque chauffante asservie en température (70 °C ici). Une source THz illumine la structure avec une puissance d'environ 1 mW à la fréquence de 280 GHz sous incidence oblique afin de pouvoir mesurer la température avec une caméra infrarouge QFI-MWIR512 [20]. Les résolutions spatiales et en température de cette caméra sont respectivement de 3 µm et 0,1 °C. Pour chaque cliché, une échelle à droite donne le maximum de température en blanc et le minimum de température en bleu.

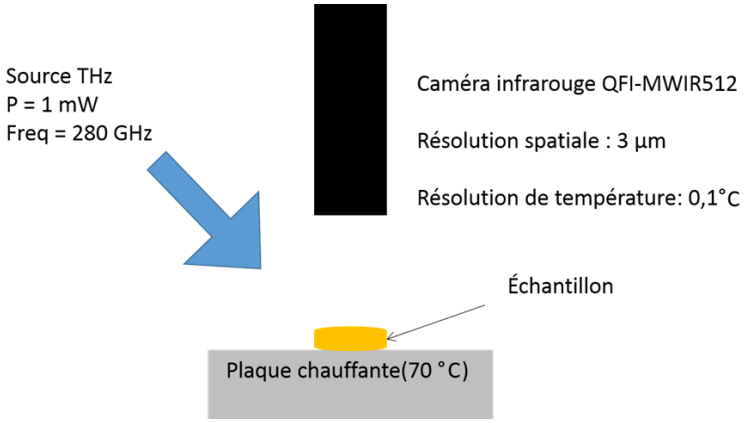

Figure 4.26 : Schéma du banc expérimental permettant d'effectuer une imagerie thermique

Dans un premier temps, une imagerie a été effectuée en absence de signal afin d'obtenir un cliché référence représenté sur la Figure 4.27. On observe une certaine homogénéité avec une différence de température entre les anneaux et la plaque aux alentours de 0,3 °C. On illumine ensuite l'échantillon et on peut observer une zone où les anneaux sont de couleur violette correspondant au maximum de température (Figure 4.28). Ceci démontre une localisation relative de l'énergie sous les anneaux correspondant aux modes étendus observés numériquement. La différence de températures avec le plan de masse est de 1,6 °C, ce qui est trop faible pour une analyse quantitative de l'absorption. On peut déterminer l'origine du problème si l'on éteint la source (Figure 4.29). En effet, on observe dans ce cas une cartographie d'apparence semblable à celle de la Figure 4.28. La difficulté est liée à l'inertie thermique du plan de masse métallique et contribue à la répartition de la chaleur sur tout l'échantillon. Cette difficulté est renforcée par la faible différence de température liée à la limitation en puissance de la source.

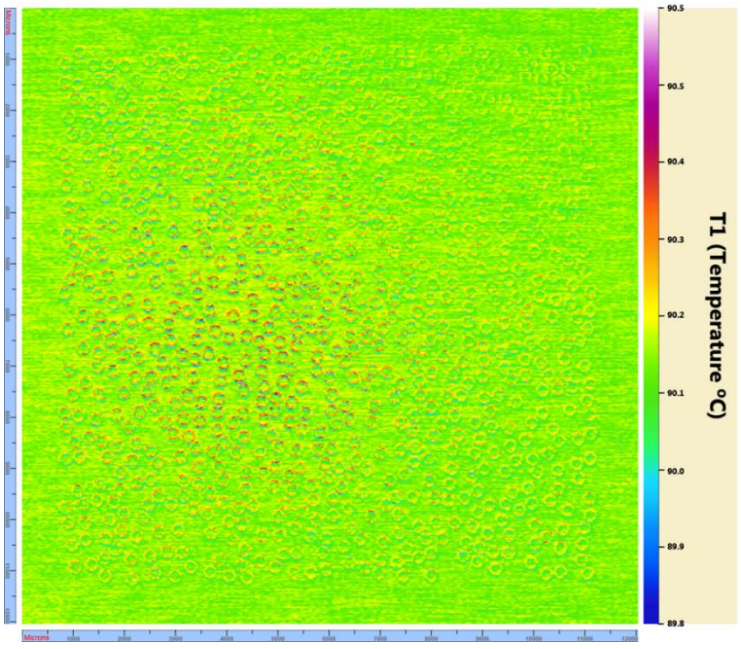

Figure 4.27 : Cartographie thermique de l'échantillon non excité par la source. Le maximum de température en blanc est de 90,5 °C, la moyenne en jaune est de 90,2 °C et la température minimale en bleu est de 89,8 °C.

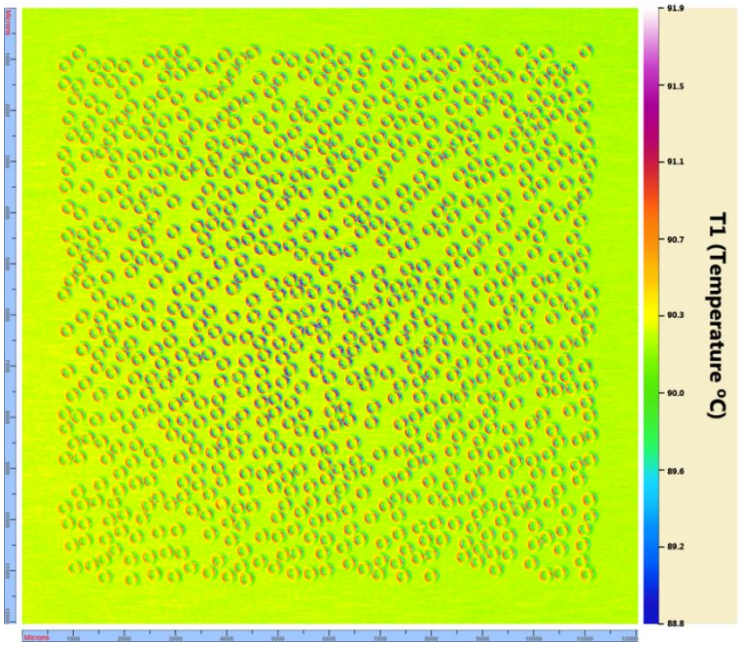

Figure 4.28 : Cartographie thermique de l'échantillon excité par la source. Le maximum de température en blanc est de 91,9 °C, la moyenne en jaune est de 90,3 °C et la température minimale en bleu est de 88,8 °C.

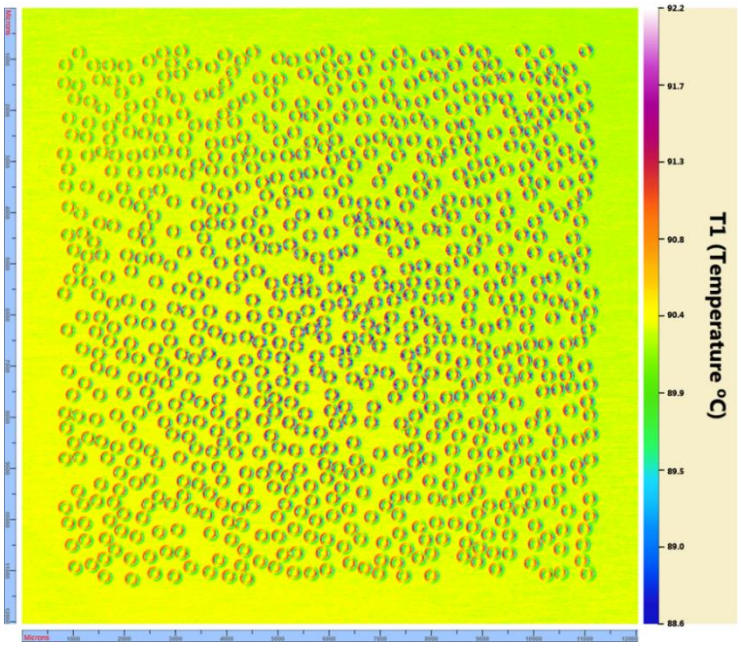

Figure 4.29 : Cartographie thermique de l'échantillon après avoir éteint la source. Le maximum de température en blanc est de 92,2 °C, la moyenne en jaune est de 90,4 °C et la température minimale en bleu est de 88,6 °C.

4.10 Conclusion

La première étude à 200 GHz a permis de montrer qu'il était possible d'obtenir une absorption supérieure à 90 % accompagnée d'une augmentation de la largeur de bande. Ce phénomène a pu être vérifié expérimentalement par des mesures dans le domaine temporel (TDS). Cette première campagne de mesure a été complétée d'une étude expérimentale à l'analyseur de réseau vectoriel afin d'améliorer la résolution fréquentielle. Malgré la mise en évidence des phénomènes physiques, la mesure par analyse de réseau vectoriel a souligné un problème de dispersion de taille des résonateurs entrainant des décalages de fréquences. Dans ces conditions, il apparaît délicat de conclure quant à l'importance du désordre de position.

C'est pourquoi une étude d'autres absorbants réalisés par procédés de lithographie pour la fréquence de 300 GHz a été effectuée. Les simulations ont montré qu'une distribution aléatoire à facteur de remplissage constant par rapport à un réseau périodique optimisé réduisait le maximum d'absorption de l'onde EM. En revanche, il est possible d'obtenir une absorption proche de 100 % en augmentant la densité de résonateurs. Ceci a pu être vérifié expérimentalement par imagerie THz. Par contre, deux problèmes se posent concernant l'imagerie thermique, d'une part l'élévation de température sous les résonateurs est très faible, d'autre part l'inertie du plan de masse métallique parasite la mesure. Deux solutions sont envisagées pour la suite. La première consiste tout simplement à augmenter la puissance incidente. La deuxième est d'utiliser une source EM impulsionnelle dans le but de s'affranchir l'effet d'inertie thermique du plan de masse.

Bibliographie

[1] J. Hao, É. Lheurette, L. Burgnies, É. Okada, et D. Lippens, « Bandwidth enhancement in disordered metamaterial absorbers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 105, n° 8, p. 81102, août 2014.

[2] J. Hao, R. Niemiec, L. Burgnies, É. Lheurette, et D. Lippens, « Broadband absorption through extended resonance modes in random metamaterials », *J. Appl. Phys.*, vol. 119, n° 19, p. 193104, mai 2016.

[3] R. Singh, A. K. Azad, J. F. O'Hara, A. J. Taylor, et W. Zhang, « Effect of metal permittivity on resonant properties of terahertz metamaterials », *Opt. Lett.*, vol. 33, n° 13, p. 1506, juill. 2008.

[4] A. Moreau *et al.*, « Controlled-reflectance surfaces with film-coupled colloidal nanoantennas », *Nature*, vol. 492, n° 7427, p. 86‑89, déc. 2012.

[5] R. H. Siddique *et al.*, « Bioinspired phase-separated disordered nanostructures for thin photovoltaic absorbers », *Sci. Adv.*, vol. 3, n° 10, p. e1700232, oct. 2017.

[6] N. Zhang *et al.*, « Ultra-broadband enhancement of nonlinear optical processes from randomly patterned super absorbing metasurfaces », *Sci. Rep.*, vol. 7, n° 1, p. 4346, juin 2017.

[7] C. A. Balanis, *ANTENNA THEORY: ANALYSIS AND DESIGN, 3RD ED (With CD)*. John Wiley & Sons, 2009.

[8] M. Burresi, F. Pratesi, K. Vynck, M. Prasciolu, M. Tormen, et D. S. Wiersma, « Two-dimensional disorder for broadband, omnidirectional and polarization-insensitive absorption », *Opt. Express*, vol. 21, n° S2, p. A268, mars 2013.
[9] Y. Dodge, *Statistique: Dictionnaire encyclopédique*. Springer Science & Business Media, 2004.
[10] D. A. Skoog, F. J. Holler, et S. R. Crouch, *Principles of Instrumental Analysis*. Thomson Brooks/Cole, 2007.
[11] S. Wang, F. Garet, É. Lheurette, M. Astic, J.-L. Coutaz, et D. Lippens, « Giant rotary power of a fishnet-like metamaterial », *APL Mater.*, vol. 1, n° 3, p. 32116, sept. 2013.
[12] S. Wang, F. Garet, K. Blary, E. Lheurette, J. L. Coutaz, et D. Lippens, « Experimental verification of negative refraction for a wedge-type negative index metamaterial operating at terahertz », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, n° 18, p. 181902, nov. 2010.
[13] S. Wang *et al.*, « Composite left/right-handed stacked hole arrays at submillimeter wavelengths », *J. Appl. Phys.*, vol. 107, n° 7, p. 74510, avr. 2010.
[14] K. Y. Bliokh, Y. P. Bliokh, V. Freilikher, S. Savel'ev, et F. Nori, « *Colloquium* : Unusual resonators: Plasmonics, metamaterials, and random media », *Rev. Mod. Phys.*, vol. 80, n° 4, p. 1201‑1213, oct. 2008.
[15] N. Fernez *et al.*, « Radiative Quality Factor in Thin Resonant Metamaterial Absorbers », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 66, n° 4, p. 1764‑1772, avr. 2018.
[16] N. Liu et H. Giessen, « Coupling Effects in Optical Metamaterials », *Angew. Chem. Int. Ed.*, vol. 49, n° 51, p. 9838‑9852, déc. 2010.
[17] M. H. Levitt, *Spin Dynamics: Basics of Nuclear Magnetic Resonance*. Wiley, 2001.
[18] C. C. Yang, J. C. Li, et Q. Jiang, « Temperature–pressure phase diagram of silicon determined by Clapeyron equation », *Solid State Commun.*, vol. 129, n° 7, p. 437‑441, févr. 2004.
[19] C. Croënne, F. Garet, É. Lheurette, J.-L. Coutaz, et D. Lippens, « Left handed dispersion of a stack of subwavelength hole metal arrays at terahertz frequencies », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, n° 13, p. 133112, mars 2009.
[20] P. Levesque, L. Leylekian, A. A. Deom, et D. L. Balageas, « Latest developments in the EMIR technique of infrared imaging electromagnetic fields », présenté à Aerospace/Defense Sensing, Simulation, and Controls, Orlando, FL, 2001, p. 48‑59.

Chapitre 5

Métasurface désordonnée pour l'infrarouge télécom : application aux ondes électromagnétiques et acoustiques

Pour la dernière étude, il s'agit d'élaborer une plateforme commune combinant un comportement optique et acoustique au sein de métasurfaces désordonnées. La longueur d'onde de 1,55 µm dans le proche infrarouge a été choisie car très utilisée pour les applications en télécommunications optiques [1]. *Dans le domaine optique, la longueur d'onde de 1,55 µm est associée à une fréquence de 193 THz. Pour le domaine acoustique, si l'on considère la propagation du son dans l'or (3200 m/s), la fréquence associée est de 2,3 GHz* [2]. *Cette étude théorique sera faite en collaboration avec le groupe Ephoni de l'IEMN qui est expérimenté dans la conception de structures phononiques / photoniques (ou phoXoniques)* [3]–[5].

5.1 Comportement des métaux aux longueurs d'ondes infrarouges

Dans les chapitres précédents qui portaient sur des domaines de fréquences compris entre 1 et 300 GHz, le métal pouvait être modélisé comme un conducteur parfait en raison de sa capacité à réfléchir une onde incidente avec une contribution des pertes négligeables. La fréquence plasma des métaux se situant autour de 533 THz [6], il apparait nécessaire de prendre en compte la dispersion du métal, pour l'analyse des structures MIM dans le domaine infrarouge télécom. La longueur d'onde infrarouge visée est de 1,55 µm, ce qui correspond à une fréquence de 193 THz. Pour notre étude numérique, nous allons donc considérer la dispersion de l'or [7] entre les fréquences de 160 et 220 THz (Figure 5.1).

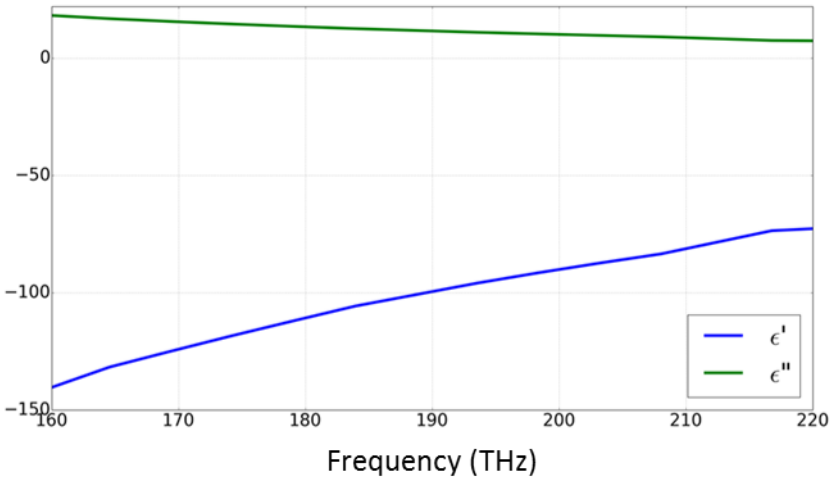

Figure 5.1 : Dispersion de la permittivité de l'or en fonction de la fréquence. ε' et ε'' représentent respectivement les parties réelles et imaginaires de la permittivité de l'or.

5.2 Conception et simulation d'un absorbant désordonné à 1,55 µm

Dans un premier temps on considère une structure périodique de période p = 1400 nm (Figure 5.2) inspirée d'une étude récente effectuée dans le groupe Ephoni [8]. Il s'agit toujours d'une structure MIM constituée de piliers en or de 300 nm de hauteur h et de rayon r = 165 nm, d'une couche isolante de SiO_2 d'épaisseur e = 45 nm et d'une couche d'or continue d'épaisseur 300 nm. Malgré la pénétration de l'onde EM dans la couche d'or, la transmission peut être négligée en raison de son épaisseur très grande par rapport à l'épaisseur de peau δ égale à 5,38 nm pour une fréquence de 193 THz [9] (équation (5.1)).

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \sigma}} \tag{5.1}$$

Avec σ la conductivité de l'or ayant une valeur de 45,2 10^6 S.m^{-1} à 193 THz, μ_0 la perméabilité du vide et ω la pulsation de l'onde.

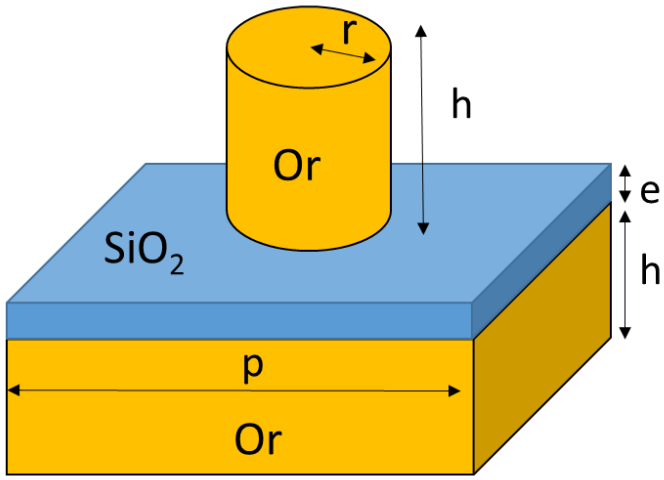

Figure 5.2 : Cellule unitaire de la structure périodique.

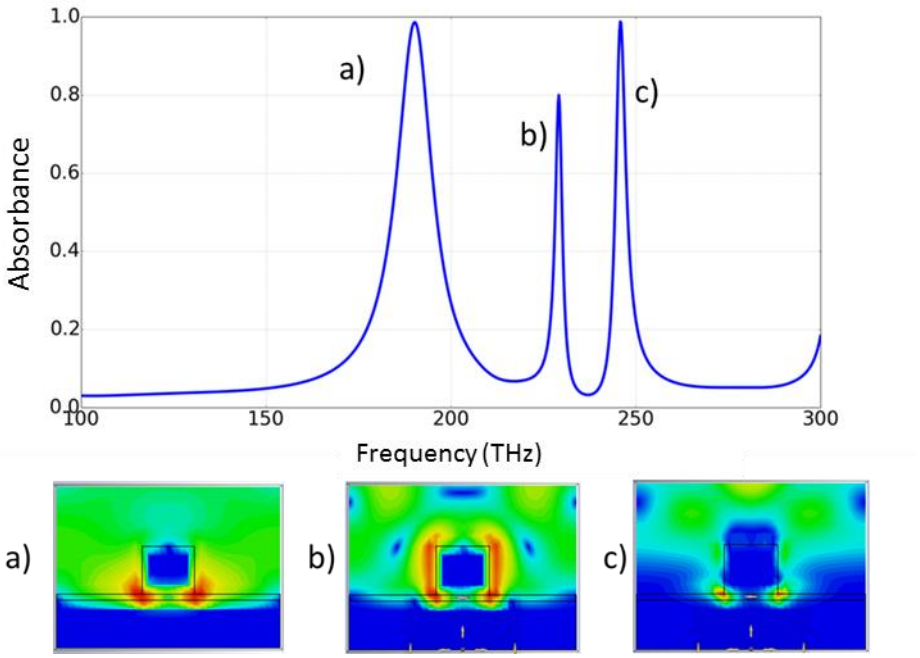

Figure 5.3 : Spectre d'absorption de la structure de la Figure 5.2 accompagné de trois cartes du module du champ E aux fréquences de a) 190 THz b) 228 THz et c) 245 THz.

La Figure 5.3 représente le spectre d'absorption de la structure périodique. Ces simulations dans le domaine temporel ont été effectuées à l'aide de *CST Microwave Studio* en considérant un port en guide d'onde et des conditions 'perfect' E suivant *x* et 'perfect' H suivant *y* pour modéliser la réponse d'un réseau infini dans le plan perpendiculaire à l'onde incidente. On y observe trois pics d'absorption, chacun associé à un mode de résonance différent. Le premier mode de résonance a) montre une accumulation du champ *E* semblable au mode de résonance magnétique décrit dans les chapitres précédents [10], [11]. Le pic d'absorption présente une largeur de bande relative de 2 % pour 90 % d'absorption. Le deuxième mode de résonance b) montre que le champ *E* s'étend sur les parois du cylindre. Le troisième mode de résonance c) correspond à une accumulation de champ sur les ''sommets'' du cylindre conduisant à la fois à un fort rayonnement dans l'air et à un confinement sous le cylindre. Dans la suite nous considérerons le mode a) afin de conserver un fil directeur avec le mécanisme de résonance des chapitres précédents. Le mode b) sera également considéré car la concentration de champ *E* sur les parois du cylindre peut jouer un rôle important en termes de couplage pour des fortes densités de résonateurs. En effet, les charges accumulées sur la paroi du cylindre vont générer un dipôle électrique propre à un cylindre et ainsi permettre le couplage avec un autre dipôle de la distribution.

Compte tenu de la concentration de champ *E* du mode b), la hauteur du cylindre apparaît comme une donnée pertinente qu'il serait intéressant d'analyser.

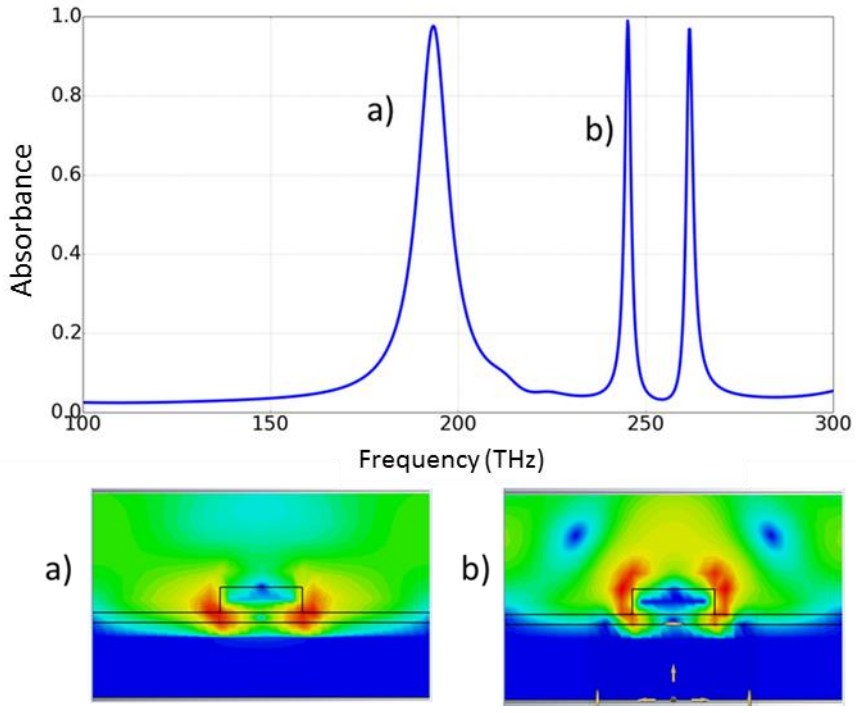

Figure 5.4 : Spectre d'absorption de la structure de la Figure 5.2 accompagné de deux cartes du module du champ E aux fréquences de a) 193 THz et b) 245 THz.

La Figure 5.4 montre le spectre d'absorption de la structure périodique avec un cylindre de 100 nm de hauteur. On retrouve sur la Figure 5.4a le mode de résonance entre le résonateur et la plaque (mode a)) pour lequel la fréquence de résonance a très peu varié, en augmentant de 3 THz. Ce résultat est attendu dans la mesure où la résonance est plutôt liée à l'interaction entre la base du cylindre et le plan de masse et donc peu influencée par la hauteur du cylindre. Il n'en est pas de même pour le mode b) qui voit sa fréquence de résonance augmenter de 15 THz lorsqu'on diminue la hauteur du cylindre.

Les distributions aléatoires sont générées à l'aide de l'algorithme interdisant les contacts décrit au chapitre précédent. Ici la super cellule a une taille de 7 x 7 µm^2, ce qui correspond à la surface de 25 cellules unitaires du réseau périodique optimal. Les simulations sont effectuées à partir du 'solver' temporel de *CST* pour 4 hauteurs de cylindres différentes, comprises entre 100 et 400 nm.

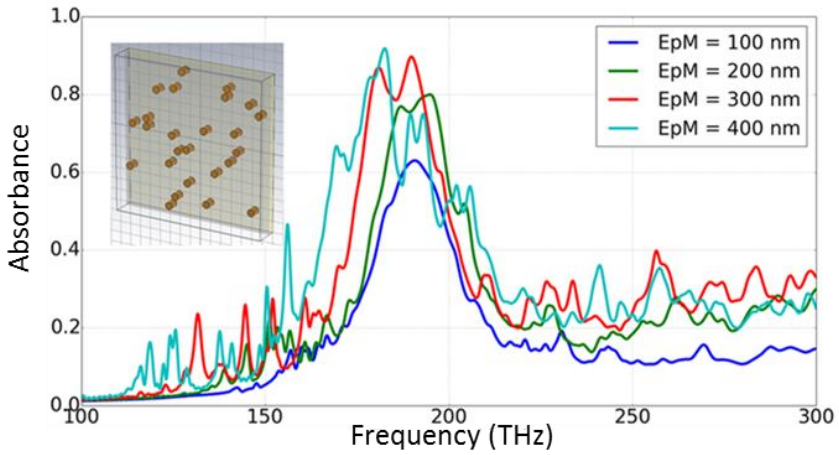

Figure 5.5 : Spectre d'absorption de la structure aléatoire contenant 25 résonateurs (répartition reproduite en insert) pour quatre hauteurs de cylindre.

La Figure 5.5 montre le spectre d'absorption d'une distribution aléatoire de même densité que pour la structure périodique, pour 4 hauteurs de cylindres différentes. On observe le pic d'absorption du mode a) qui se décale légèrement vers les basses fréquences lorsque la hauteur du cylindre augmente. On peut noter une perte d'absorption par rapport au cas périodique en raison de la non satisfaction du critère de couplage critique [12].

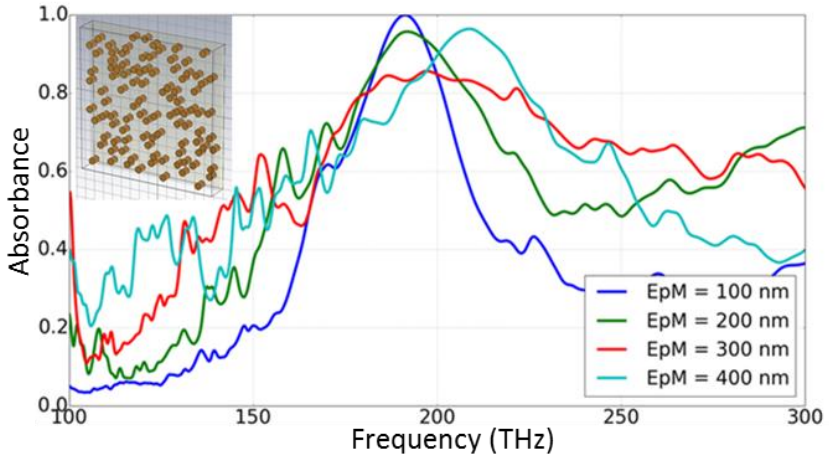

Figure 5.6 : Spectre d'absorption de la structure aléatoire contenant 100 résonateurs

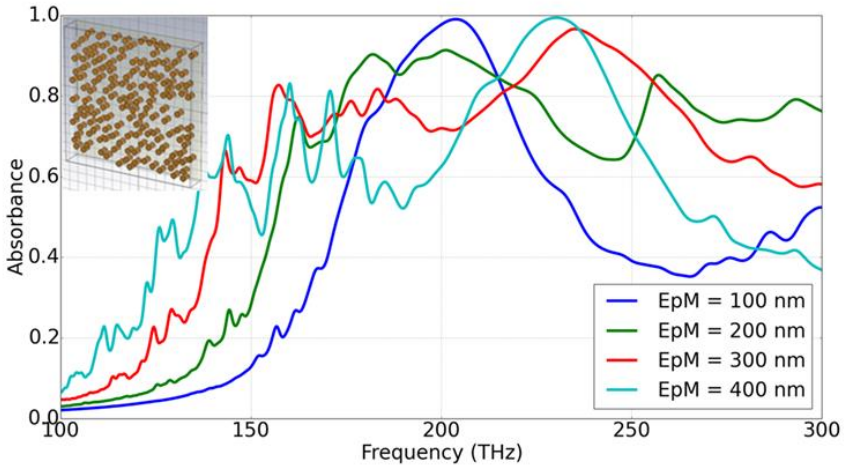

Figure 5.7 : Spectre d'absorption de la structure aléatoire contenant 150 résonateurs (répartition reproduite en insert) pour quatre hauteurs de cylindre.

Les Figures 5.6 et 5.7 montrent les spectres d'absorption avec des densités plus importantes contenant respectivement 100 et 150 résonateurs. On peut souligner en comparant les figures 5.5 et 5.6 une augmentation de l'absorption qui approche les 100 %. Cette conclusion, particulièrement remarquable lorsque la hauteur de cylindre est de 100 nm, s'explique par le mécanisme de boucle de courant résonante décrit au chapitre 1. On peut également noter un élargissement de la bande d'absorption lorsque la densité augmente avec une largeur de bande relative de 10 % pour une absorption à 90%, soit 5 fois plus importante que celle de la structure périodique. Cependant, lorsque la hauteur du cylindre augmente, un pic d'absorption apparait vers les hautes fréquences (autour de 245 THz). Ceci est le signe de la présence des modes de parois qui se couplent plus facilement à fortes densités dans le cas du système désordonné. Ceci peut être vérifié en reprenant la configuration périodique dans laquelle nous avons diminué la période de 1400 à 1000 nm pour une hauteur de cylindre fixée à 400 nm. La Figure 5.8 montre un décalage significatif du mode b) de parois vers les hautes fréquences (de 217 à 290 THz). Le mode a) de boucle de courant augmente également mais

dans une moindre mesure (de 195 à 207 THz). Ceci montre que la contribution des modes b) de parois est plus importante à hautes fréquences lorsque la densité augmente.

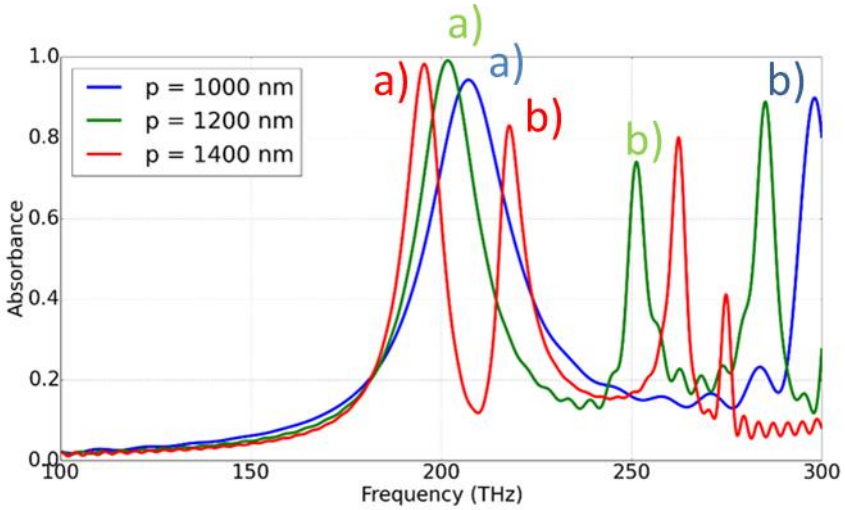

Figure 5.8 : Spectre d'absorption de la structure périodique pour des périodes de 1000 à 1400 nm avec un pas de 200 nm.

Le mode a) est intéressant dans le sens où il subsiste avec le désordre tout en augmentant l'efficacité de l'absorption par élargissement de la bande d'absorption avec la densité pour des faibles épaisseurs de cylindres (entre 100 et 200 nm). Ce comportement est d'ailleurs identique à celui observé pour la structure résonant à 300 GHz du chapitre 4. Le mode b) contribue à l'absorption de l'onde EM à haute fréquence dans le cas de fortes densités impliquant des cylindres de tailles suffisamment importantes (de l'ordre de 400 nm) tout en conservant une absorption proche de 100 %. Dans la seconde partie de ce chapitre, nous analysons la réponse de ces structures MIM désordonnées à leur excitation par une onde acoustique de surface.

5.3 Introduction aux ondes acoustiques de surfaces (SAW)

En pratique, l'échantillon simulé et représenté sur la Figure 5.2, sera déposé sur un substrat de silicium afin d'assurer sa rigidité mécanique (Figure 5.9). Nous n'avons pas considéré la couche de silicium en optique en raison de l'atténuation de l'onde EM dans la couche d'or. Nous devons cependant considérer celle-ci pour l'analyse acoustique. On souhaite générer une onde acoustique localisée à la surface de l'échantillon dans l'objectif d'étudier un couplage entre les modes acoustiques et les modes optiques. Par conséquent, nous favorisons l'excitation d'ondes acoustiques de surface (Surface Acoustic Waves SAW) [13]. Un exemple de SAW découvert par Lord Rayleigh en 1885 [14] (Mode de Rayleigh) décrit une vibration d'un mode principalement surfacique ayant une composante longitudinale

et une composante de cisaillement transversale accompagnée d'une évanescence suivant la troisième direction de l'espace [15] (Figure 5.10).

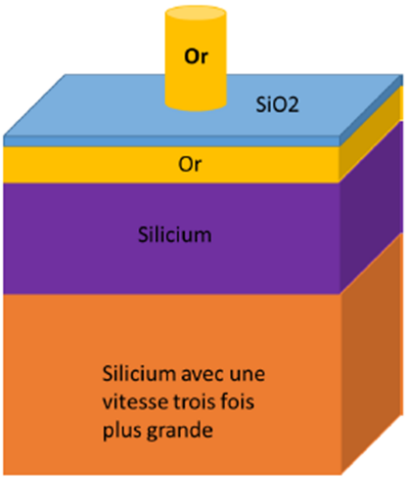

Figure 5.9 : Structure MIM avec un substrat de silicium assurant la tenue mécanique de l'échantillon. La couche de silicium située en-dessous avec une célérité de l'onde trois fois plus grande permet de modéliser un milieu semi-infini.

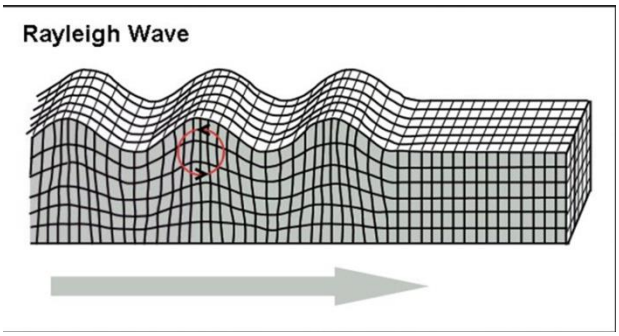

Figure 5.10 : Représentation d'un mode de Rayleigh.

5.4 Relation de dispersion et zone de Brillouin

Nous allons représenter les différents modes sous forme de courbes de dispersion afin de les identifier. Ces courbes peuvent être tracées à l'aide d'un calcul théorique [16] en partant de la loi de Hooke :

$$T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl} \qquad (5.2)$$

avec T le tenseur de contrainte, S le tenseur de déformation et c le tenseur d'élasticité. Les indices i, j, k et l marquent les trois directions de l'espace. Par exemple, c_{yyxx} correspond à la réponse du système le long de l'axe des x à une contrainte suivant la direction y. Ainsi cette équation illustre le fait qu'une pression suivant une direction peut engendrer des déformations dans les trois directions de l'espace. Les tenseurs T et S peuvent être reliés au champ de déplacement u respectivement par l'équation du mouvement (5.3) et l'équation (5.4) :

$$\nabla . T = \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \tag{5.3}$$

$$S = \nabla . u \tag{5.4}$$

Avec ∇ l'opérateur nabla. En partant de l'équation (5.3), on peut appliquer le principe fondamental de la dynamique sur une composante du champ de déplacement et en y insérant les équations (5.2) et (5.4) on obtient la formule finale suivante :

$$\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \sum_j \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} = \sum_j \frac{\partial}{\partial x_j}\left(c_{i\,jkl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} \right) \tag{5.5}$$

Il est possible à partir de l'équation (5.5) d'obtenir une expression de la pulsation ω en fonction du vecteur d'onde k en balayant au maximum la première zone de Brillouin [17]. Cette première zone de Brillouin permet de représenter la maille primitive de l'espace réciproque pour une structure périodique (Figure 5.11).

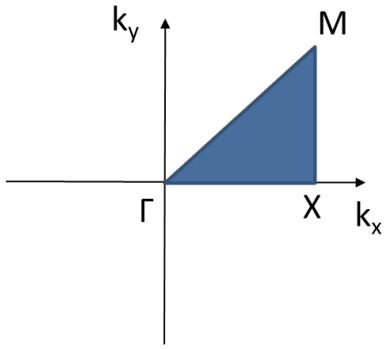

Figure 5.11 : Représentation de la première zone de Brillouin pour un réseau de maille carrée.

On peut balayer toute la zone de Brillouin en suivant trois directions ΓX, XM et ΓM et en décomposant k suivant deux composantes k_x et k_y. Γ est à l'origine de l'espace dual, X

correspond au cas où $k_y = 0$ et $k_x = \pi/p$ avec p la période de la structure réelle et *M* au cas où $k_y = \pi/p$ et $k_x = \pi/p$. Avec l'aide de ces outils, les modes acoustiques peuvent être identifiés.

5.5 Identification des modes acoustiques

Avant d'effectuer les simulations avec les cylindres, il est nécessaire, en guise d'étude préliminaire, de retrouver le mode de Rayleigh pour un substrat semi-infini de silicium. Pour cela le logiciel *Comsol Multiphysics 5.4* sera utilisé. Des conditions périodiques de Floquet sont appliquées suivant les directions *x* et *y*. Suivant la direction *z*, le substrat est semi-infini afin d'annuler toutes réflexions pouvant parvenir de la partie inférieure du silicium. Pour simuler le substrat semi-infini, nous plaçons en dessous de la surface de silicium un matériau fictif pour lequel la célérité des ondes acoustiques est trois fois plus importante que dans le silicium (Figure 5.9) [18]. Ceci a pour but d'éviter que les modes acoustiques se formant sur la surface inférieure ne viennent perturber le mode de Rayleigh de la surface supérieure. Compte tenu de l'homogénéité d'une couche non structurée, il est nécessaire de choisir une dimension faible dans la direction de propagation afin d'éviter le repliement de la zone de Brillouin à $k_x = \pi/p$ (*p* étant la période de la cellule unitaire). Par conséquent, le choix peut se porter sur une petite surface, soit 10 x 100 nm². On choisit une taille 10 fois plus grande suivant la direction x (transverse à la propagation) afin de faciliter l'observation de la carte de champ du mode de Rayleigh. À l'issue d'un test de convergence, les épaisseurs des couches de Si et de Si ''rapide'' ont été fixées respectivement à 6000 nm et 4000 nm. Le test de convergence consiste à modifier les épaisseurs du silicium et du matériau fictif afin que la courbe de dispersion associée au mode de Rayleigh soit la plus linéaire possible. En effet, un mauvais choix des épaisseurs peut déformer la courbe et faire intervenir des modes venant du matériau fictif.

La Figure 5.12 représente la courbe de dispersion de la couche de Si suivant la direction *ΓX*. La courbe rouge correspond au cône du son dont l'expression de la fréquence *f* est décrite par l'équation (5.6) :

$$f = \frac{v_t k}{2\pi} \tag{5.6}$$

Avec v_t la célérité transversale au sein du Si. On se réfère à la composante transversale du Si pour délimiter le cône du son par sa vitesse la plus lente. On peut remarquer une pente linéaire située sous le cône du son qui correspond au mode de Rayleigh. Si l'on regarde la carte de champ, et que l'on tient compte de la périodicité, on retrouve le même profil de mode que sur la Figure 5.10 avec une déformation au niveau de la surface et une dissipation en fonction de la profondeur.

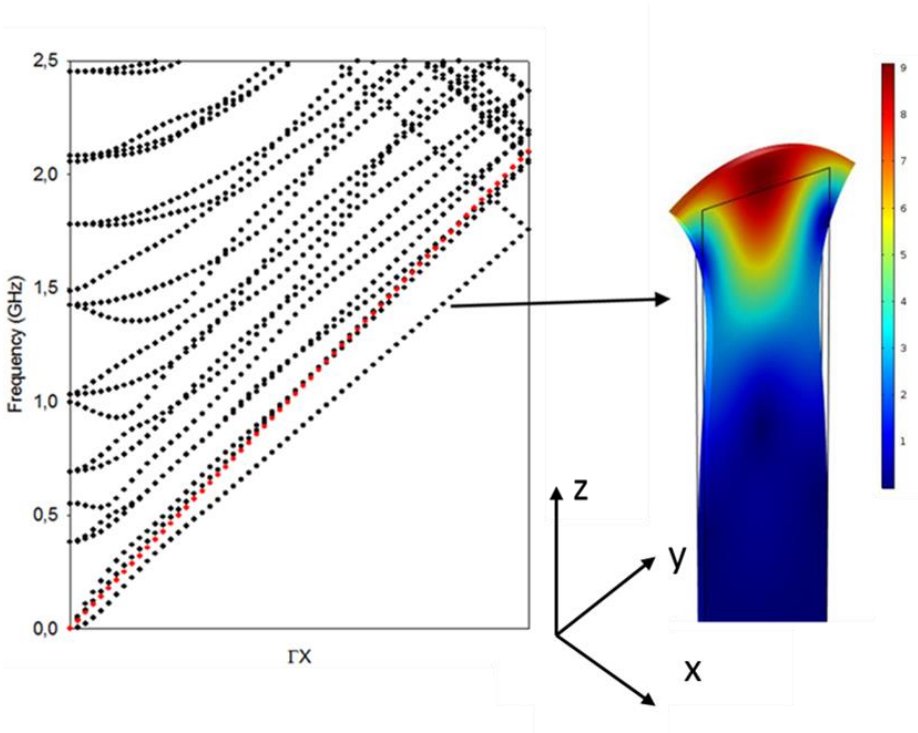

Figure 5.12 : Courbe de dispersion suivant la direction ΓX . La courbe rouge correspond au cône du son de l'onde transversale. Carte du module du champ de déplacement représentant le mode de Rayleigh.

La Figure 5.13 montre la courbe de dispersion suivant la direction *ΓX* de la structure représentée sur la Figure 5.9 de période p = 1400 nm, constituée d'une couche de SiO_2 d'épaisseur e = 45 nm, d'une couche d'or de d'épaisseur 300 nm, de piliers en or de 300 nm de hauteur h et de rayon r = 165 nm, d'une couche de Si de 6 µm d'épaisseur et d'une couche fictive de 4 µm avec une vitesse de propagation 3 fois plus grande. Nous y avons associé les cartes de module de champ de déplacement des différents modes acoustiques. Le Tableau 5.1 regroupe les noms et les fréquences des quatre modes sélectionnés.

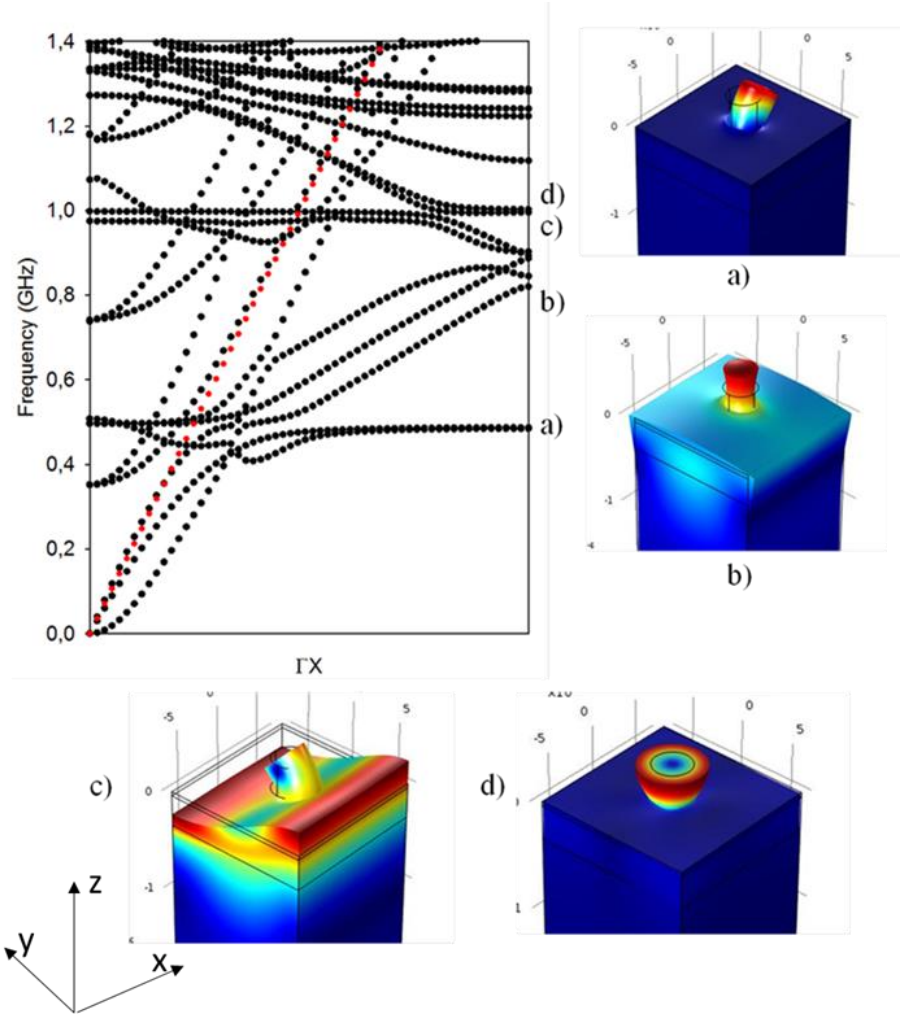

Figure 5.13 : Courbe de dispersion de la structure de la Figure 5.8 suivant la direction ΓX avec les cartes du module du champ de déplacement pour les fréquences a) 484 MHz b) 769 MHz c) 994 MHz et d) 995 MHz

Mode	Nom	Description	Fréquence pour $k_x=\pi/p$ (MHz)
a)	Mode de flexion	Mode de vibration dégénéré du cylindre suivant les directions *x* et *y* avec un axe de rotation perpendiculaire à la base du cylindre.	484
b)	Mode de compression	Mode associé à un déplacement de la partie haute du cylindre suivant la direction *z*.	769
c)	Mode de plaque	Vibration de la surface de la plaque avec les extrema d'amplitudes entre les cylindres.	994
d)	Mode de torsion	Mode de rotation du cylindre par rapport à son axe principal.	995

Tableau 5.1 : Tableau récapitulatif des descriptions des modes lorsque $k_x = \pi/p$ et $k_y = 0$

Afin d'avoir une idée de l'effet de l'interaction des piliers entre eux, nous allons étudier l'influence de la distance entre les cylindres. Pour ce faire, on peut étudier les courbes de dispersion pour différentes périodes. La Figure 5.14 montre quatre courbes de dispersion pour quatre valeurs de période dont les fréquences des modes sont répertoriées dans le Tableau 5.2.

Mode \ Période (nm)	350	600	800	1000
a) (MHz)	453 528	490	490	488
b) (MHz)	1007	933	918	901
c) (MHz)	/	/	1281	1158
d) (MHz)	1017	1003	998	992

Tableau 5.2 : Tableau récapitulatif des fréquences des modes de la Figure 5.12 en MHz lorsque $k_x = \pi/p$ et $k_y = 0$ pour différentes périodes.

Le Tableau 5.2 et la Figure 5.14 montrent que pour une période faible de 350 nm, le mode de flexion a) subit une levée de dégénérescence. Ceci peut aboutir à un élargissement de bande par double pic en cas de forte densité de résonateurs. Le mode de compression b), voit sa fréquence fortement diminuer avec la période. Ce comportement est cohérent avec la carte de champ correspondante où l'on voit de manière significative, la présence du champ dans le diélectrique SiO_2.

Le mode c), localisé à la surface de la plaque, présente naturellement une forte dépendance à la période. Ce mode est un mode de surface propagatif dans la bicouche Au/SiO_2 comme le montre la cartographie de champ. Ainsi l'évolution de sa résonance suit la même tendance que le mode de compression mais avec une dépendance plus élevée. Enfin, le mode de torsion d) voit son champ de déplacement concentré au niveau du cylindre d'où sa faible dépendance à la période. En conclusion, on peut s'attendre à ce que la création d'un désordre de position accompagné d'une variation de densité puisse affecter principalement les modes a) et c).

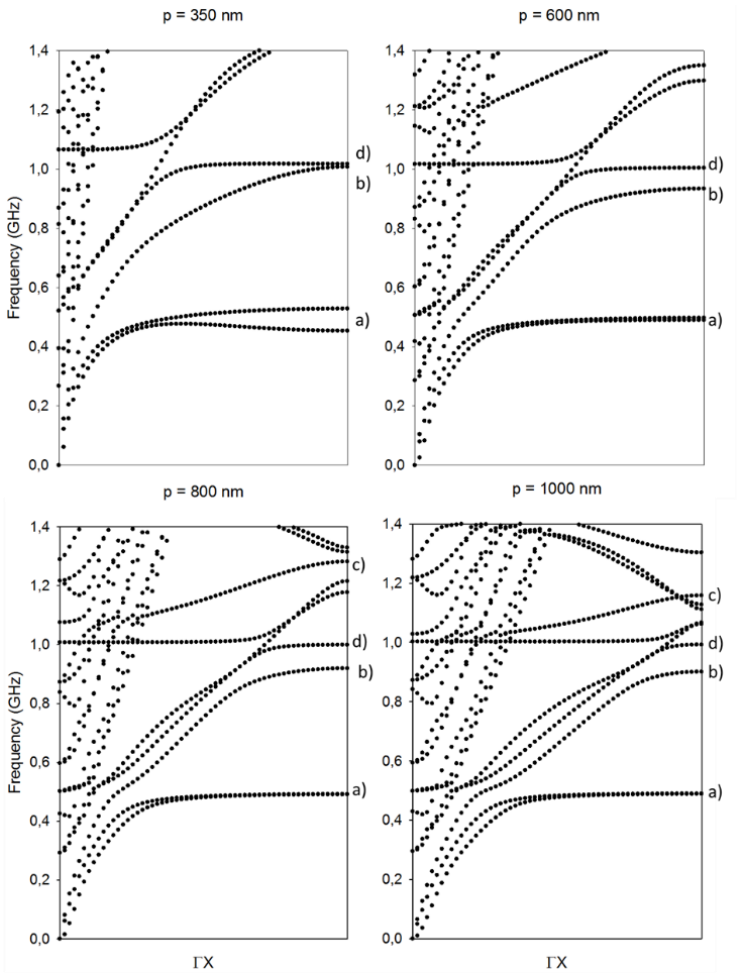

Figure 5.14 : Courbes de dispersion de la structure de la Figure 5.9 suivant la direction ΓX pour des périodes allant de 350 à 1000 nm. Les lettres a), b), c) et d) correspondent aux positions des modes représentées sur la Figure 5.12.

Mode \ Hauteur (nm)	200	250	300	350
a) (MHz)	749 768	613	484	390
b) (MHz)	837	832	769	789
c) (MHz)	998	996	994	993
d) (MHz)	1240	1141	995	910

Tableau 5.3 : Tableau récapitulatif des fréquences des modes de la Figure 5.12 en MHz lorsque $k_x = \pi/p$ et $k_y = 0$ pour différentes hauteurs de pilier.

La Figure 5.15 montre l'influence de la hauteur du cylindre sur la courbe de dispersion. Pour le mode de flexion a), la Figure 5.15 et le Tableau 5.3 montrent une légère levée de dégénérescence, pour une faible hauteur du pilier. On constate une forte dépendance de la hauteur du cylindre sur la fréquence, naturellement liée au fait que le champ de déplacement est concentré dans le pilier. Le mode de compression (mode b)) montre une diminution de sa fréquence de résonance pour des hauteurs de 200 et 250 nm. On peut

cependant souligner le passage par une valeur minimale de fréquence. Ceci peut s'expliquer par le fait que le mode n'est pas isolé et peut interagir avec d'autres branches de la structure de bandes. Le mode de plaque c), quant à lui, ne subit presque aucun changement en raison de sa localisation à la surface du SiO_2 qui le rend insensible aux variations de la hauteur du cylindre. Enfin, le mode de torsion d) est naturellement affecté par la variation de hauteur en raison de la localisation du champ de déplacement au niveau du cylindre avec une diminution de la fréquence quand la hauteur augmente. Il est attendu ici que l'introduction d'un désordre géométrique, par variation de la hauteur des cylindres, affecte l'ensemble des modes de résonance des piliers et par conséquent leurs interactions avec les modes propagatifs acoustiques de surface.

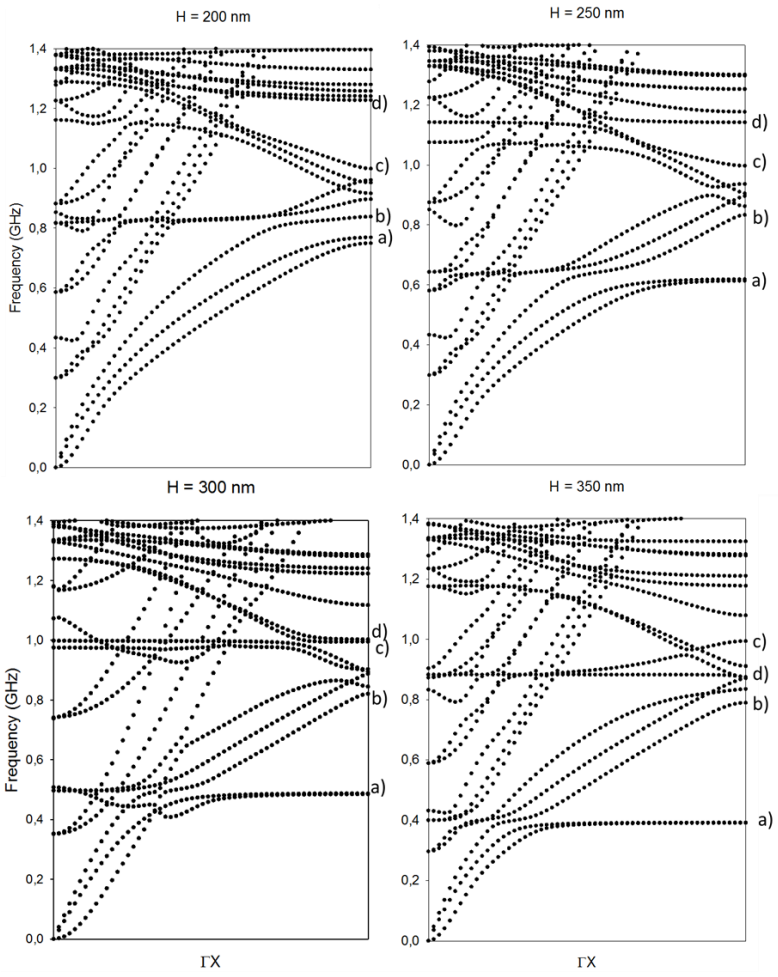

Figure 5.15 : Courbes de dispersion de la structure de la Figure 5.9 suivant la direction ΓX pour des hauteurs de pilier allant de 200 à 350 nm. Les lettres a), b), c) et d) correspondent aux positions des modes représentées sur la Figure 5.13.

Maintenant que nous avons identifié les modes qui nous intéressaient, il faut désormais vérifier s'il est possible de les exciter. Pour cela, une étude de transmission a été effectuée en propageant une onde sur un réseau contenant 5 piliers (Figure 5.16) [19].

Numériquement une onde va être générée sur une ligne source en ajoutant une excitation selon la direction z. Cette onde va traverser le réseau de 5 piliers conduisant à la mesure du champ de déplacement au niveau de la ligne réceptrice. Des conditions aux limites absorbantes (PMLs, Perfect Matched Layers) [20] sont placées aux extrémités afin d'éviter toute réflexion en bord de cellule.

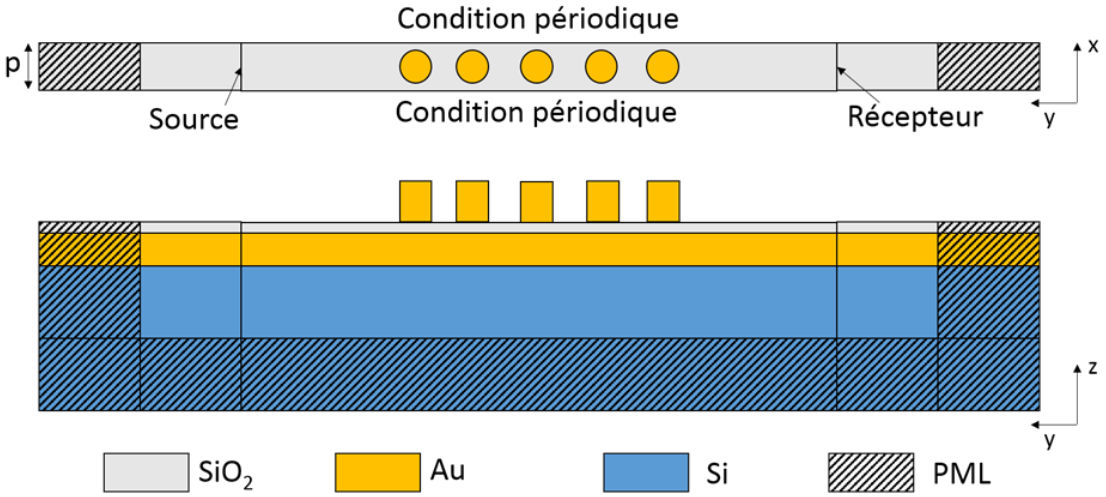

Figure 5.16 : Schéma de la structure considérée pour la simulation de la transmission d'une onde acoustique à travers un réseau de piliers. Le schéma en haut correspond à une vue de dessus et le schéma en bas à une vue de côté.

Le coefficient de transmission est calculé en divisant le module du champ élastique à la sortie de la structure périodique par celui obtenu sur une surface non structurée. Le coefficient de transmission est représenté sur la Figure 5.17 dans le cas où la période p = 1400 nm, la hauteur du cylindre h = 300 nm et le rayon du cylindre r = 165 nm. Ces paramètres sont associés à la courbe de dispersion de la Figure 5.13. Dans un premier temps, pour limiter le temps de calcul, un balayage rapide en fréquence entre 450 et 1200 MHz a été effectué afin d'observer des pics potentiels (Figure 5.17 a). Deux pics apparaissent aux alentours de 500 MHz et 990 MHz. Un zoom autour de ces pics est alors effectué pour augmenter la résolution spectrale.

Entre 400 et 600 MHz (Figure 5.17 b), nous observons un minimum de transmission situé à une fréquence de 499 MHz. Ce pic correspond à la résonance du mode de flexion avec un léger décalage de fréquence. Ce résultat est confirmé par le module de la carte de champ de déplacement de la Figure 5.18a, qui montre bien la forme du mode de flexion. Notons que l'on observe une seule inclinaison du mode de flexion (sachant que ce mode est dégénéré) en raison de la condition initiale imposée pour cette simulation. En effet, pour des raisons de symétrie, on ne peut exciter qu'un seul des modes de dispersion de type a).

Entre 955 et 1050 MHz (Figure 5.17 c), nous observons deux creux de transmission, le premier avec un niveau de transmission de 10 % à 983 MHz et le second de 2 % à 988 MHz. Cependant, l'observation des cartes de champ de déplacement (Figure 5.18 b et c) tout comme la comparaison avec la courbe de dispersion ne permettent pas d'identifier clairement les modes liés à ces minima de transmission. Une étude plus approfondie et systématique faisant varier les paramètres géométriques s'avère nécessaire.

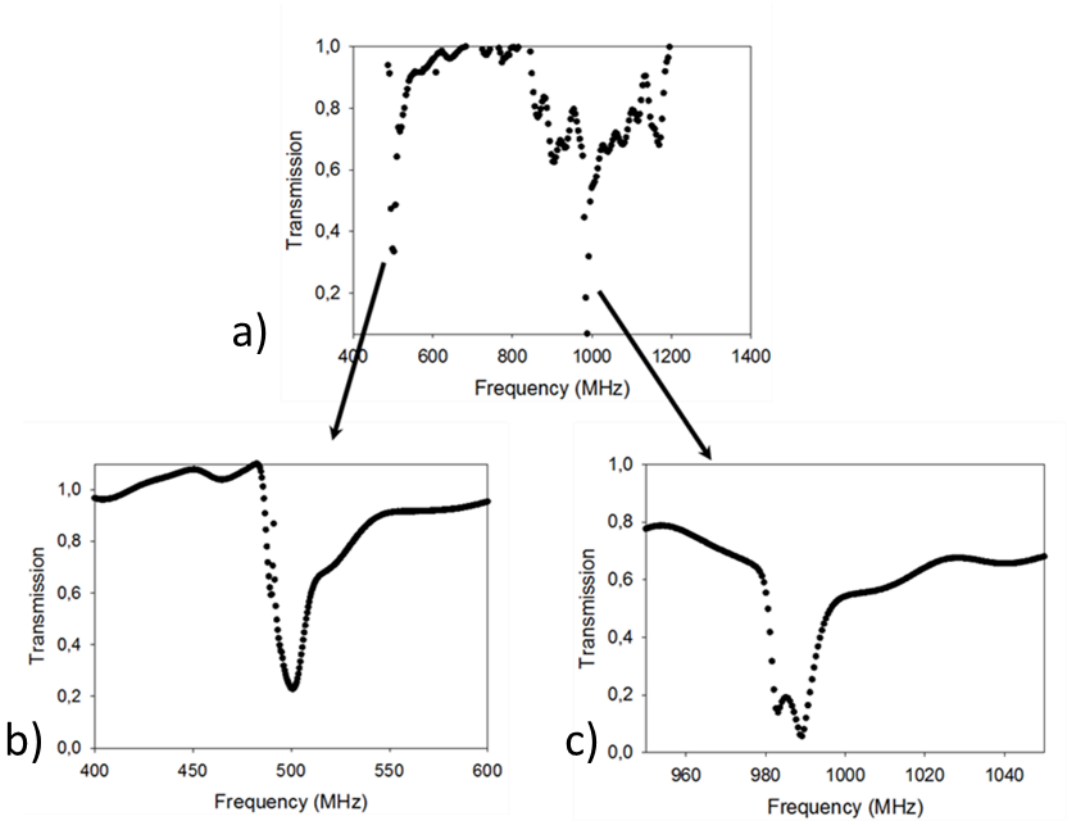

Figure 5.17 : Courbes de transmission en fonction de la fréquence avec les paramètres similaires à la structure unitaire ayant permis de tracer la Figure 5.12. Les simulations ont été effectuées entre a) 450 et 1200 MHz, b) 400 et 600 MHz et c) 995 et 1050 MHz.

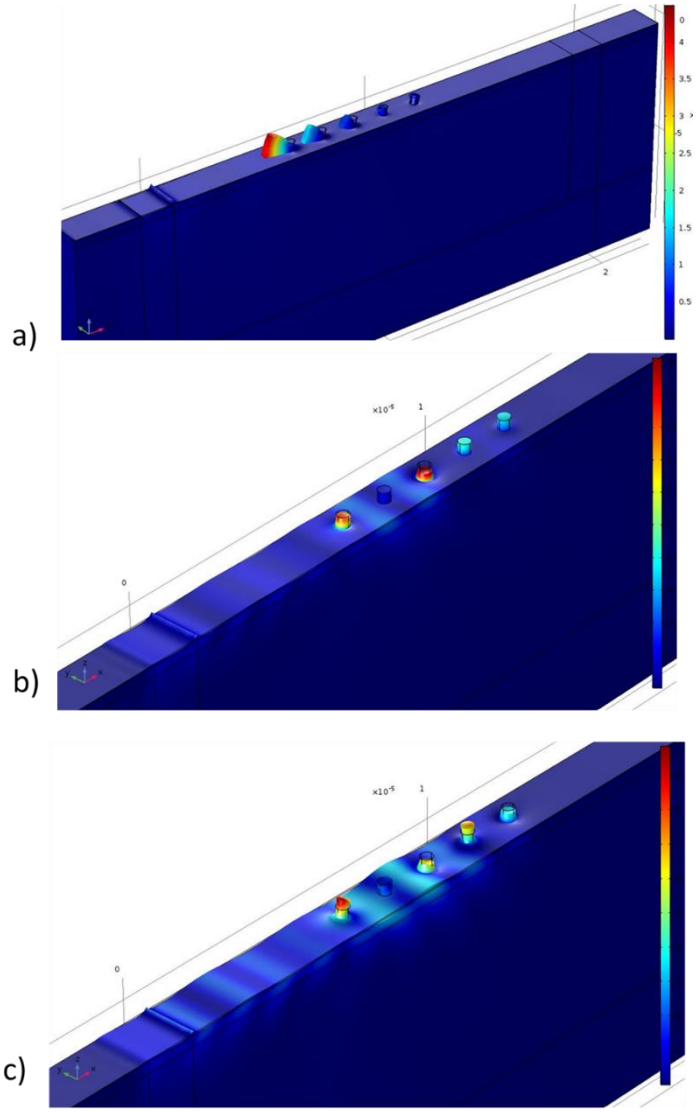

Figure 5.18 : Carte du module du champ de déplacement d'une chaine de pilier pour une fréquence de a) 499 MHz b) 983 MHz et c) 988 MHz

5.6 Conclusion

L'étude dans le domaine optique a démontré l'existence du mode a) d'interaction entre le résonateur et le plan de masse ainsi que d'un mode b) additionnel localisé sur les parois du pilier. Ce nouveau mode est intéressant notamment pour des distributions à très forte densité qui bénéficient directement du couplage par les parois des piliers placées en vis-à-vis. L'avantage de ces modes réside sur leurs qualités à absorber l'onde EM dans le cas où la densité de résonateurs est importante (facteur de remplissage d'environ 25 %) tout en augmentant la largeur de la bande d'absorption. À forte densité, l'absorption de l'onde EM est

effectuée par le mode a) pour une hauteur de cylindre de 100 nm. En revanche, l'absorption par le mode b) prédominera lorsque la hauteur sera de 400 nm.

Dans le domaine acoustique, nous nous sommes focalisés sur la génération d'onde de surface afin de pouvoir interagir au maximum avec les piliers d'or. L'étude de dispersion a révélé la présence de quatre modes (mode de flexion, de torsion, mode de plaque et mode de compression). Les modes de flexions joueront un rôle important dans l'interaction avec les modes de surface quelque soit la densité de la distribution, y compris aux faibles densités en raison de leur nature locale. Enfin la levée de dégénérescence due aux fortes interactions offre une propriété large bande pour les fortes densités. Le mode de compression présente, en plus d'une déformation du pilier, une déformation de la plaque pouvant entrainer des couplages entre les résonateurs. On peut donc s'attendre à ce que ce mode ait une influence importante pour des structures aléatoires à forte densité.

En perspective à court terme, il est envisagé d'étudier la participation acoustique des modes de flexions et de compressions à travers une distribution aléatoire des résonateurs.

Bibliographie

[1] S. Zhang *et al.*, « Purification of Te75Ga10Ge15 glass for far infrared transmitting optics for space application », *Opt. Mater.*, vol. 32, n° 9, p. 1055‑1059, juill. 2010.

[2] D. R. Lide, *CRC Handbook of Chemistry and Physics, 84th Edition*. CRC Press, 2003.

[3] Y. Pennec *et al.*, « Simultaneous existence of phononic and photonic band gaps in periodic crystal slabs », *Opt. Express*, vol. 18, n° 13, p. 14301, juin 2010.

[4] Q. Rolland *et al.*, « Acousto-optic couplings in two-dimensional phoxonic crystal cavities », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, n° 6, p. 61109, août 2012.

[5] Y. Pennec *et al.*, « Modeling light-sound interaction in nanoscale cavities and waveguides », *Nanophotonics*, vol. 3, n° 6, janv. 2014.

[6] M. A. Ordal *et al.*, « Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared », *Appl. Opt.*, vol. 22, n° 7, p. 1099, avr. 1983.

[7] E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press, 1991.

[8] A. Mrabti *et al.*, « Elastoplasmonic interaction in metal-insulator-metal localized surface plasmon systems », *Phys. Rev. B*, vol. 94, n° 7, août 2016.

[9] Z. B. Popović et B. D. Popović, *Introductory Electromagnetics, chap 20*. Prentice Hall, 2000.

[10] A. Moreau *et al.*, « Controlled-reflectance surfaces with film-coupled colloidal nanoantennas », *Nature*, vol. 492, n° 7427, p. 86‑89, déc. 2012.

[11] J. Hao, R. Niemiec, L. Burgnies, É. Lheurette, et D. Lippens, « Broadband absorption through extended resonance modes in random metamaterials », *J. Appl. Phys.*, vol. 119, n° 19, p. 193104, mai 2016.

[12] N. Fernez *et al.*, « Radiative Quality Factor in Thin Resonant Metamaterial Absorbers », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 66, n° 4, p. 1764‑1772, avr. 2018.

[13] C. Campbell, *Surface Acoustic Wave Devices for Mobile and Wireless Communications*. Academic Press, 1998.

[14] Lord Rayleigh, « On Waves Propagated along the Plane Surface of an Elastic Solid », *Proc. Lond. Math. Soc.*, vol. s1-17, n° 1, p. 4‑11, nov. 1885.
[15] E. Mouton, G. DURAND, A. CLEMENT, et P. MERIAUX, « Recherche d'anomalies dans les digues par ondes de surface (MASW et DCOS) : application sur le site expérimental de l'Agly », 2007.
[16] B. A. Auld, *Acoustic fields and waves in solids*. Рипол Классик, 1973.
[17] C. Kittel, *Introduction to solid state physics*. Wiley, 1986.
[18] A. Gueddida, Y. Pennec, E. El Boudouti, G. Fytas, et B. Djafari Rouhani, « Propagation of Elastic Waves in a One-Dimensional High Aspect Ratio Nanoridge Phononic Crystal », *Appl. Sci.*, vol. 8, n° 5, p. 805, mai 2018.
[19] Y. Jin *et al.*, « Tunable waveguide and cavity in a phononic crystal plate by controlling whispering-gallery modes in hollow pillars », *Phys. Rev. B*, vol. 93, n° 5, févr. 2016.
[20] « A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves », *J. Comput. Phys.*, vol. 114, n° 2, p. 185‑200, oct. 1994.

Conclusion Générale

Le principal objectif de ce travail de thèse a été de proposer de nouvelles structures pour l'absorption des ondes électromagnétiques dans le domaine micro-ondes. Pour ce faire nous avons exploré plusieurs voies en exploitant les possibilités offertes par les métamatériaux.

Le premier chapitre a permis d'établir un état de l'art des solutions disponibles pour l'absorption des ondes électromagnétiques. Par ailleurs, nous avons mené une réflexion sur la dispersion des paramètres constitutifs permettant d'obtenir une absorption large bande à partir d'un revêtement à deux couches. Enfin, nous avons introduit la règle d'équilibrage des coefficients de qualité comme outil permettant d'optimiser la bande d'absorption à une fréquence donnée.

La première approche s'est inscrite dans le cadre du projet ANR ASTRID 3DRAM. L'objectif poursuivi est l'absorption large bande aux fréquences de l'ordre du gigahertz à partir de couches relativement minces. Nous avons étudié plusieurs possibilités de structuration d'un composite magnéto-diélectrique (PE-NiFe) élaboré à l'Université de Bretagne Occidentale (UBO). La première structuration par patchs métalliques enterrés s'est avérée peu concluante avec une largeur de bande relative de 69 % contre 63 % en absence de structuration. Le bénéfice est apparu faible en regard de l'effort de fabrication nécessaire, ce qui a justifié notre réorientation vers une structuration par détourage. Celle-ci s'est révélée concluante en considérant une structuration sous la forme de deux parallélépipèdes de sections différentes. En effet nous avons obtenu une largeur de bande relative de 120 % dans la bande [1,64-6,64 GHz], ce qui est deux fois plus important que pour une couche uniforme de même épaisseur 10 mm. Ces premiers essais ont inspiré une nouvelle structuration détourée par motif de Moore qui s'est avérée plus efficace pour une même épaisseur avec une largeur de bande relative de 130 % dans la bande [2,1-11,4 GHz] à l'ordre 4 du motif fractal. La principale limitation de cette méthode est l'épaisseur importante de 10 mm qui correspond à un quart de la longueur d'onde dans le matériau (si l'on vise la fréquence centrale 7,15 GHz pour le motif de Moore), soit du même ordre de grandeur que les absorbants classiques. On tire cependant un bénéfice en basse fréquence (2,1 GHz pour le motif de Moore) car l'épaisseur est 14 fois plus petite que la longueur d'onde du vide. La perspective la plus directe de ce travail serait la fabrication et la caractérisation expérimentale en espace libre d'une couche structurée par motifs de Moore. Cependant, en raison des coûts de fabrication liés au volume de composite PE-NiFe nécessaire, nous cherchons à transposer cette approche sur un composite uniquement diélectrique qui peut être déposé par impression jet d'encre. Les premières simulations de ces structures s'avèrent prometteuses. En parallèle, nous envisageons la conception de structures fractales duales basées sur la gravure de rainures dans une couche uniforme, plutôt que sur l'isolement de plots.

La deuxième étude consiste à absorber des ondes EM par une structuration métamatériau impliquant des motifs métalliques répartis aléatoirement sur une couche diélectrique. Le processus de Poisson a été choisi en raison de l'absence de corrélation entre les différents points de la distribution aléatoire afin de permettre l'utilisation d'outils mathématiques les plus analytiques possibles. Cette absence de corrélation entraîne par

conséquent des formations de clusters contenant des nombres différents de résonateurs et pouvant se comporter de manière singulière lors d'une sollicitation EM. Partant de ce constat, il apparait nécessaire de dénombrer les clusters par nombre de résonateurs. Pour cela, nous utilisons des intégrales basées sur la formule de Slivnyak-Mecke. Les simulations numériques et les expériences ont permis de démontrer l'existence d'une densité de résonateurs optimale conduisant à une absorption plus efficace associant en termes d'amplitude et de largeur de bande. Cependant, le maximum d'amplitude d'absorption atteint ne dépasse pas 90 % ce qui constitue une limitation d'un point de vue applicatif. Le principal problème est lié aux formations de clusters qui rendent certains résonateurs inactifs à la fréquence souhaitée. C'est la raison pour laquelle nous avons considéré par la suite des distributions aléatoires interdisant les contacts entre les résonateurs.

L'approche de réseaux désordonnés introduite au chapitre 3 repose sur l'exploitation de résonnances au sein de structures MIM (Métal isolant Métal). Ce mécanisme de fonctionnement est transposable aux longueurs d'ondes millimétriques et submillimétriques pour lesquels les métaux s'apparentent à des conducteurs quasi-parfaits. Nous avons étudié numériquement et expérimentalement deux types d'absorbant aléatoire pour les fréquences THz. La première structure utilise des résonateurs de forme hexagonale pour l'absorption autour de 200 GHz. Les simulations et l'expérience ont montré que cette structure aléatoire avait une amplitude d'absorption au-delà de 90 %. La deuxième structure absorbante à 300 GHz est une distribution d'anneaux en or qui permet une absorption au-dessus de 90 % pour des fortes densités. Cette étude a notamment débouché sur l'observation du confinement du champ EM par cartographie THz. Nous avons également effectué un premier essai de cartographie thermique. Cette démarche expérimentale nécessite quelques améliorations notamment en utilisant une source impulsionnelle afin de s'affranchir de l'effet d'inertie thermique du plan de masse. Le tableau ci-dessous résume les avantages et des deux types de distributions aléatoires étudiées au chapitre 3 et au chapitre 4.

Processus de Poisson (distribution avec contact entre résonateurs)	Distribution sans contact entre résonateurs
Faible niveau d'absorption	Niveau d'absorption proche de l'unité
Utilisation d'outils mathématiques analytiques	Pas d'outil analytique disponible
Possibilité de connaitre une densité optimale	Densité optimale difficile à déterminer

Enfin, la dernière étude visait à utiliser une structuration aléatoire sans condition de contact pour une longueur d'onde de 1,55 µm. Les structures sont similaires à celles décrites au chapitre 4 mais dimensionnées pour le domaine de l'infrarouge. L'objectif dépasse ici le seul cadre de l'absorption puisqu'il vise à définir une plateforme commune pour l'observation de modes optiques et acoustiques. Cette étude est préliminaire et s'oriente dans la perspective de l'analyse du couplage entre ces modes optiques et acoustiques. À ce stade, ces deux domaines de la physique des ondes ont été abordés séparément. Sur le plan fondamental, l'étude de la réponse électromagnétique à une excitation infrarouge nécessite la prise en compte de la dispersion de la permittivité complexe dans les parties métalliques. Nous avons pu montrer l'existence d'un mode supplémentaire localisé au niveau des motifs supérieurs, sans interaction avec le plan de masse. Ce mode joue un rôle important en cas de distributions

aléatoires à forte densité. Concernant l'étude acoustique, nous avons procédé à une identification des différents modes à partir des courbes de dispersion. Les modes de flexion et de compression sont apparus prometteurs pour le couplage acousto-optique en raison de leur facilité d'excitation. À court terme, la perspective est d'étudier la contribution acoustique des modes de flexion et de compression à travers une distribution aléatoire de piliers. Cette étude préliminaire s'inscrit dans le cadre de la proposition ANR RANDOM qui implique l'IEMN, le laboratoire Painlevé, l'Institut des Nanosciences de Paris (INSP) et l'Institut Carnot de Bourgogne (ICB).

Liste des travaux de l'auteur

Publications dans des revues internationales

[1] Y. Jin, **N. Fernez**, Y. Pennec, B. Bonello, R. Moiseyenko, S. Hémon, Y. Pan et B. Djafari-Rouhani, '' *Tunable waveguide and cavity in a phononic crystal plate by controlling whispering-gallery modes in hollow pillars*'', **Physical Review B**, Volume 93 (2016) 054109

[2] **N. Fernez**, L. Burgnies, J. Hao, C. Mismer, G. Ducournau, D. Lippens et É. Lheurette, '' *Radiative Quality Factor in Thin Resonant Metamaterial Absorbers*'', **IEEE Transactions on microwave Theory and Techniques**, Volume 66 (2018) pp. 1764-1772

[3] **N. Fernez**, Y. Arbaoui, A. Maalouf, A. Chevalier, P. Agaciak, L. Burgnies, P. Queffelec, V. Laur et É. Lheurette, '' *Moore's curve structuring of ferromagnetic composite PE-NiFe*'', **Journal of Applied Physics**, Volume 123 (2018) 084902

Communications dans des conférences internationales

[4] **N. Fernez**, F. Garet, C. Boyaval, D. Dereudre, L. Burgnies, É. Lheurette, J.- L. Coutaz et D. Lippens, '' *Random metamaterial absorbers*'', **Doctoral School EUPROMETA**, Bordeaux, session poster, Avril 2017.

[5] **N. Fernez**, F. Garet, C. Boyaval, É. Lheurette, J.- L. Coutaz et D. Lippens, '' *Disordered metamaterial absorbers at THz*'', **Metamaterials' Congress**, Marseille, session orale, Août 2017.

[6] **N. Fernez**, D. Dereudre, J. Hao, É. Lheurette et D. Lippens, '' *Random metamaterial at high filling factor*'', **Metamaterials' Congress**, Marseille, session orale, Août 2017.

[7] **N. Fernez**, L. Burgnies, G. Ducournau et É. Lheurette, ''*Terahertz and Infrared Imaging of Absorption in Disordered Metasurfaces*'', **Metamaterials' Congress**, Espoo-Finlande, session orale, Août 2018.

Communications dans des conférences nationales et journées thématiques

[8] **N. Fernez**, Y. Jin, Y. Pennec, B. Bonello, R. Moiseyenko, S. Hémon, Y. Pan et B. Djafari-Rouhani, '' *Cristaux phononiques à base de cylindres creux*'', **Assemblée Générale du GDR Ondes**, Lyon, Octobre 2015.

[9] **N. Fernez**, L. Burgnies, É. Lheurette, V. Sadaune et D. Lippens, ''*Ingénierie de la dispersion pour des absorbants électromagnétiques ultra-minces, large bandes à base de métamatériaux*'', **Journées de Caractérisation Microondes et Matériaux**, Calais, session orale, Mars 2016.

[10] **N. Fernez**, F. Garet, C. Boyaval, É. Lheurette, J.- L. Coutaz et D. Lippens, ''*Absorbants métamatériaux aléatoires*'', **GDR NanoTeraMIR**, Paris, session orale, Novembre 2016.

[11] **N. Fernez**, D. Dereudre, L. Burgnies, É. Lheurette et D. Lippens, ''*Élargissement de la bande d'absorption au moyen d'arrangements aléatoires*'', **Journées du CCT-CNES et GT2-GDR Ondes**, Toulouse, session orale, Novembre 2016.

[12] **N. Fernez**, F. Garet, C. Boyaval, D. Dereudre, L. Burgnies, É. Lheurette, J.- L. Coutaz et D. Lippens, ''*Métamatériaux à arrangements aléatoires pour l'absorption des ondes électromagnétiques*'', **Colloque National Métamatériaux**, Orsay, communication invitée, Mars 2017.

[13] **N. Fernez**, F. Garet, C. Boyaval, L. Burgnies, É. Lheurette, J.- L. Coutaz et D. Lippens, ''*Métasurfaces absorbantes désordonnées à 200 GHz*'', **Journées Nationales Microondes**, Saint-Malo, session orale, Mai 2017.

[14] **N. Fernez**, G. Ducournau, F. Garet, C. Boyaval, L. Burgnies, É. Lheurette, J.- L. Coutaz et D. Lippens, ''*Absorbants métamatériaux THz aléatoires*'', **Assemblée Générale du GDR Ondes**, Valbonne, session poster, Octobre 2017.

[15] **N. Fernez**, Y. Arbaoui, A. Maalouf, A. Chevalier, J. Ville, L. Burgnies, P. Queffelec, V. Laur et É. Lheurette, ''*Structuration de couches absorbantes ferromagnétiques PE-NiFe par courbes de Moore*'', **Assemblée Générale du GDR Ondes**, Valbonne, session poster, Octobre 2017.

Résumé

L'absorption des ondes électromagnétiques est un objectif suscitant beaucoup d'intérêt de nos jours notamment pour les applications en furtivité dans le domaine militaire, mais également dans le domaine civil pour limiter l'exposition aux signaux de communication sans fil et pour préserver l'intégrité des informations échangées. La conception d'absorbants pour le domaine des basses fréquences reste un challenge dans la mesure où l'épaisseur des objets est proportionnelle à la longueur d'onde, ce qui peut se traduire par des masses et des encombrements importants. Cette caractéristique est un facteur limitant, notamment pour la protection des équipements embarqués. C'est pourquoi l'objectif de cette thèse est de concevoir des absorbants électromagnétiques à la fois large bande et le moins épais possible pour des faibles fréquences (typiquement entre 1 et 10 GHz).

Dans un premier temps, nous avons cherché à comprendre le rôle des paramètres constitutifs des matériaux (permittivité et perméabilité complexe) dans l'absorption de l'onde. Nous avons ensuite décrit les efficacités d'absorption au sein d'une structure résonante par le biais du facteur de qualité.

Sur ces bases de conception, nous avons proposé plusieurs types de structures absorbantes. La première repose sur la structuration d'un matériau composite ferromagnétique par ajout de motif métallique ou par détourage. Les motifs fractals (courbes de Moore) ont permis d'obtenir des largeurs de bandes relatives de l'ordre de 130 %, à 90 % d'absorption en puissance, autour de la fréquence de 7 GHz, avec une épaisseur faible devant la plus grande longueur d'onde absorbée. Les autres absorbants étudiés dans cette thèse présentent une structuration MIM (métal/ isolant/ métal) avec des résonateurs répartis aléatoirement. La distribution aléatoire du premier absorbant, dimensionné pour des fréquences voisines de 10 GHz, suit la loi de probabilité de Poisson où les résonateurs peuvent se superposer. Nous avons utilisé des outils mathématiques permettant de décrire la topologie de la distribution afin de relier la géométrie de l'absorbant à l'absorption de l'onde électromagnétique. Deux autres structures aléatoires, dimensionnées pour les longueurs d'ondes millimétriques, répartissent les résonateurs avec une condition de non contact. Nous montrons qu'une augmentation du nombre de résonateurs permet d'obtenir une absorption supérieure à 90 % avec un élargissement de bande. Enfin, nous avons mené une étude prospective en vue d'étudier la réponse d'une métasurface aléatoire aux ondes électromagnétiques et acoustiques dans le domaine infrarouge.

Mots clés : absorbants électromagnétiques, caractérisations, simulations électromagnétiques, distributions aléatoires, métamatériaux, acoustique.

Abstract

Absorption of electromagnetic power arouses a lot of interest not solely for stealth applications in military domain, but also in civil life to reduce the exposure to wireless communication signals and to preserve the totality of exchanged information. Absorbers designing for low frequency domain remains a challenge since the object's thickness has to be proportional to the working wavelength, which leads to significant mass and size. This characteristic is a limiting factor, especially for the on-board equipment protection. That is why the main objective of this thesis is to design a low-profile electromagnetic absorber specified for broadband operation at low frequency (typically between 1 and 10 GHz).

First, we tried to deeply understand the role of materials constitutive parameters (complex permittivity and permeability) in the power absorption. Next we described the absorption efficiency by a resonant structure in terms of quality factor, thus introducing a balance condition.

From this design rules, we proposed several types of absorbing structures. The first one is based on a ferromagnetic composite material structuration either by addition of metallic pattern or by etching technique. Fractals patterns (Moore's curve) enabled to obtain a relative frequency bandwidth in the range of 130 %, for 90 % power absorption, around a frequency of 7 GHz, for a thickness which is a fraction of the larger absorbed wavelength. The other absorbers studied during this thesis display a MIM (metal/ isolator/ metal) structuration with randomly distributed resonators. The random distribution of the first absorber, sized for operating frequencies around 10 GHz, obeys the probability law of Poisson in which overlapping between resonators is allowed. We used some mathematical tools to describe the random distribution's topology in order to link the absorber's geometry to the electromagnetic power absorption characteristics. Two other random structures, dimensioned for millimeter wavelengths, distribute the resonators with a no contact condition. We showed that by increasing the density of the resonators, one can obtain an absorbance higher than 90 % with a bandwidth enhancement. Finally, we carried out a prospective study regarding a random metasurface which can behaves as a common platform for electromagnetic and acoustic waves in the infrared domain.

Key words: electromagnetic absorbers, characterizations, electromagnetics simulations, random distributions, metamaterials, acoustics.